



Développement de résonateurs électromécaniques en technologie Silicon On Nothing, à détection capacitive et amplifiée par transistor MOS, en vue d'une co-intégration permettant d'adresser une application de référence de temps

Cédric Durand

► To cite this version:

Cédric Durand. Développement de résonateurs électromécaniques en technologie Silicon On Nothing, à détection capacitive et amplifiée par transistor MOS, en vue d'une co-intégration permettant d'adresser une application de référence de temps. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université des Sciences et Technologie de Lille - Lille I, 2009. Français. NNT : . tel-00375804

HAL Id: tel-00375804

<https://theses.hal.science/tel-00375804>

Submitted on 16 Apr 2009

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université des Sciences et Technologies de Lille

Ecole Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur

THESE

(N° d'ordre : 4337)

En vue d'obtention du grade de

Docteur de l'Université de Lille 1

**Discipline : Micro et Nano Technologie, Acoustique et
Télécommunication**

Par

Cédric DURAND

**Développement de résonateurs électromécaniques
en technologie Silicon On Nothing, à détection
capacitive et amplifiée par transistor MOS, en vue
d'une co-intégration permettant d'adresser une
application de référence de temps**

Soutenue le 14/01/09

Jury d'examen :

Rapporteurs :	Alain BOSSEBOEUF Adrian IONESCU
Directeur de thèse :	Lionel BUCHAILLOT
Examineurs :	Alain CAPPY Pascal ANCEY Sébastien HENTZ Sylvain PAINEAU

Remerciements

Je remercie tout d'abord Fabrice Casset qui fut mon encadrant au quotidien. De part son expérience sur les MEMS, Fabrice m'a beaucoup appris, conseillé et soutenu tout au long de la thèse. Je lui en suis très reconnaissant. Je remercie également Pascal Ancey pour m'avoir accueilli dans son équipe à ST, ainsi que pour avoir promu mes activités au niveau de l'entreprise. Je remercie Eric Ollier pour m'avoir permis de réaliser une partie des développements au sein du CEA-LETI. Enfin, je remercie Lionel Buchaillot pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Bien que n'étant pas basé dans son laboratoire au quotidien, ce dernier a assuré un suivi régulier de l'avancement de mes travaux, tout en apportant sa critique scientifique à tous niveaux. Il a également su soutenir les résultats de mes travaux à leur juste valeur.

Au sein de STMicroelectronics à Crolles, je souhaite remercier toutes les personnes qui m'ont aidé dans les différentes phases de la thèse, allant de la modélisation à la caractérisation des composants, en passant par la réalisation technologique. Je pense tout particulièrement à Lorenzo Ciampolini m'ayant formé sur les outils Synopsys, Stéphane Monfray m'ayant aidé sur la physique des transistors et la technologie SON, Fabienne Judong, Alexandre Talbot, Delia Ristoiu, Linda Depoyan ou encore Nicolas Loubet sur les développements technologiques. Je remercie également Nicolas Abelé pour son partage de connaissances sur les résonateurs.

Au sein du CEA-LETI, je souhaite remercier toutes les personnes qui m'ont aidé, principalement au niveau des réalisations technologiques et de la caractérisation électrique des composants. Je pense tout particulièrement à Denis Renaud, Stéphan Borel, Pauline Gautier, Rémi Quenouillère, Brigitte Florin en ce qui concerne les développements technologiques, à Philippe Renaux et Denis Mercier concernant les caractérisations électriques.

Au sein de l'IEMN, Je remercie les membres du groupe NAM6 pour m'avoir accueilli lors de mes venues à Lille, et tout particulièrement Bernard Legrand et Marc Fauché pour leur partage de connaissances sur les résonateurs, ainsi que leur aide précieuse concernant des caractérisations électriques.

Au sein de l'EPFL, je remercie Daniel Grogg et Adrain Ionescu pour m'avoir accueilli dans leur laboratoire afin de faire les mesures de mes composants en température.

Je remercie mes collègues de travail à STMicroelectronics avec qui j'ai passé de très bons moments durant ces trois dernières années. Je pense entre autres à Pierre Bar, David Petit, Loic Mourot, Siegfried Dossou, Perceval Coudrain, Yacine Felk et Sylvain Joblot.

Enfin, je remercie Alain Bossebeuf et Adrian Ionescu pour avoir accepté de rapporter ce travail et je remercie tous les autres membres du jury pour avoir accepté d'examiner le travail effectué.

Résumé

Développement de résonateurs électromécaniques en technologie Silicon On Nothing, à détection capacitive et amplifiée par transistor MOS, en vue d'une co-intégration permettant d'adresser une application de référence de temps

Les résonateurs électromécaniques (MEMS), de part leurs bonnes performances, leur petite taille, ou encore leurs possibilités d'intégration au plus proche des transistors, présentent un fort potentiel pour le remplacement des quartz dans les applications de référence de temps.

Dans ce contexte, nous proposons de développer des résonateurs électromécaniques en vue d'une intégration « front-end », pour la réalisation d'oscillateurs intégrés. Ainsi, nous avons fabriqué des démonstrateurs à partir des briques de base de la technologie CMOS Silicon On Nothing, en phase de R&D à STMicroelectronics. Du fait de la petite taille des composants, nous avons utilisé un transistor à grille résonante pour amplifier la détection de la résonance. Ainsi, des développements technologiques spécifiques ont permis de fabriquer les résonateurs et leur transistor de détection. La conception des dispositifs a été réalisée à partir du développement d'un modèle électromécanique des résonateurs. Ce modèle est compatible avec les outils de design et peut alors aider à la conception de l'oscillateur MEMS. Nous avons ensuite montré le bon fonctionnement des résonateurs fabriqués, ainsi que celui de l'amplification induite par la détection MOS. Cette démonstration constitue une première, prouvant la fonctionnalité de la détection MOS pour un composant de petite taille, vibrant dans le plan du substrat. Enfin, nous avons validé le modèle électromécanique à partir d'autres modèles ainsi qu'avec les mesures des composants fabriqués.

En termes de perspectives, le recours à diverses améliorations permettrait d'obtenir des dispositifs compatibles avec la réalisation d'un oscillateur performant et co-intégré.

Mots clefs :

Résonateur électromécanique, MEMS, NEMS, Technologie Silicon On Nothing, Procédé front-end, Transistor à grille résonante, LRSG MOSFET, Détection par transistor MOSFET, Modélisation électromécanique, Caractérisation RF, Oscillateur MEMS, Intégration in-IC.

Abstract

Development of electromechanical resonators using a Silicon On Nothing technology, with capacitive and enhanced MOSFET detection, in a perspective of a co-integration to address time reference applications

Due to good performances, small size, or either integration possibilities very close to transistors, electromechanical resonators offer a strong potential for quartz replacement in time reference applications.

In this context, we propose to develop electromechanical resonators in a perspective of a front-end integration, for the realization of integrated oscillators. The fabricated demonstrators are based on the Silicon On Nothing CMOS technology, under R&D at STMicroelectronics. Due to the small size of the studied components, a resonant gate transistor was used to amplify the resonance detection. Specific technological developments enabled the fabrication of both resonator and detection transistor. Device conception was made by the use of an electromechanical resonator model, developed during the study. Furthermore, the model is compatible with design tools, making it useful for MEMS oscillator conception. Then, we demonstrated resonator and MOSFET detection amplification well-functioning on the fabricated devices. This is the first demonstration of MOSFET detection functionality for a small size and in-plane vibrating component. Finally, the electromechanical model was validated with other models and measurements.

In terms of perspectives, the use of various design or technology improvements could enable the access to devices compatible with the realization of a high performances and co-integrated oscillator.

Keywords:

Electromechanical resonator, MEMS, NEMS, Silicon On Nothing technology, Front-end process, Resonant gate transistor, LRSG MOSFET, MOSFET detection, Electromechanical modelling, RF characterization, MEMS oscillator, In-IC integration.

Table des matières

REMERCIEMENTS	3
RESUME	5
ABSTRACT	7
TABLE DES MATIERES	9
INTRODUCTION GENERALE.....	11
1 ER CHAPITRE : LES MEMS DANS LES SYSTEMES DE COMMUNICATION	15
1.1 INTRODUCTION.....	15
1.2 LES MEMS DANS LES ARCHITECTURES RF	15
1.2.1 MEMS utilisés.....	16
1.2.2 Fonctions à base de MEMS.....	17
1.3 RESONATEURS ELECTROMECHANQUES.....	18
1.3.1 Quelques définitions.....	18
1.3.2 Transduction.....	19
1.3.3 Actionnement et détection.....	21
1.3.4 Amortissement	26
1.3.5 Résonateurs à modes de flexion	30
1.3.6 Résonateurs à ondes de volume.....	40
1.3.7 Comparaison résonateurs flexion et volume.....	48
1.3.8 Co-intégration des résonateurs avec les circuits intégrés.....	49
1.3.9 Modèle électrique équivalent.....	51
1.4 OSCILLATEURS MEMS	53
1.4.1 Généralités sur les oscillateurs.....	53
1.4.2 Catégories d'oscillateurs.....	55
1.4.3 Comparaison d'oscillateurs Quartz et MEMS.....	56
1.4.4 Marché des oscillateurs MEMS	58
1.4.5 Etat de l'art des oscillateurs MEMS.....	60
1.5 PROBLEMATIQUE ET CHOIX DES DISPOSITIFS D'ETUDE	63
1.5.1 Problématique.....	63
1.5.2 Choix d'une technologie.....	64
1.5.3 Choix des dispositifs d'étude	64
2 DEUXIEME CHAPITRE : CONCEPTION ET MODELISATION	69
2.1 INTRODUCTION.....	69
2.2 POSTULATS POUR LA CONCEPTION.....	69
2.3 DESIGN ELECTROMECHANIQUE.....	70
2.3.1 Dimensionnement fréquentiel.....	70
2.3.2 Déformée d'une poutre bi-encastree.....	77
2.3.3 Effet des contraintes dans le résonateur.....	78
2.3.4 Non-linéarités.....	80
2.3.5 Effet de la tension de polarisation.....	83
2.3.6 Tension de pull-in d'une poutre bi-encastree.....	84
2.3.7 Etude du facteur de qualité.....	86
2.3.8 Effet de la capacité de couplage.....	90
2.3.9 Bilan sur le choix des structures.....	91
2.4 MODELE DYNAMIQUE POUR UNE DETECTION CAPACTIVE	92
2.4.1 Entrées et sorties.....	93
2.4.2 Description du modèle.....	94
2.4.3 Utilisation du modèle.....	95
2.5 MODELE DYNAMIQUE POUR UNE DETECTION PAR TRANSISTOR MOS LATERAL.....	102

2.5.1	Entrées et sorties.....	103
2.5.2	Description du modèle.....	103
2.5.3	Validation du modèle par simulations	106
2.5.4	Utilisation du modèle.....	108
2.6	COMPARAISON DETECTION CAPACITIVE ET PAR TRANSISTOR, EN MODELISATION	114
2.7	CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	115
2.7.1	Conclusion.....	115
2.7.2	Perspectives.....	115
3	EME CHAPITRE : REALISATIONS TECHNOLOGIQUES	119
3.1	INTRODUCTION.....	119
3.2	TECHNOLOGIE SON POUR LES TRANSISTORS MOS	119
3.3	TECHNOLOGIE SON POUR LES MEMS	121
3.3.1	Fabrication.....	121
3.3.2	Bilan de la technologie.....	147
3.3.3	Optimisation de la technologie.....	149
3.4	PACKAGING ET CO-INTEGRATION.....	152
3.5	CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	153
3.5.1	Conclusion.....	153
3.5.2	Perspectives.....	154
4	EME CHAPITRE : CARACTERISATION ET DISCUSSION DES RESULTATS.....	157
4.1	INTRODUCTION.....	157
4.2	CONTRAINTES DANS LES RESONATEURS.....	157
4.2.1	Mesures au profilomètre optique.....	158
4.2.2	Mesures au MEB.....	159
4.2.3	Mesures aux rayons X.....	160
4.2.4	Conclusion.....	161
4.3	CARACTERISATIONS ELECTRIQUES EN STATIQUE.....	161
4.3.1	Montages.....	162
4.3.2	Courbes de pull-in.....	162
4.3.3	Transistors de détection.....	163
4.3.4	Comparaison entre mesures et simulations.....	163
4.3.5	Phénomènes de charges.....	165
4.4	CARACTERISATIONS DYNAMIQUES.....	166
4.4.1	Montages.....	166
4.4.2	Résonateurs à détection capacitive.....	167
4.4.3	Résonateurs à détection MOS.....	174
4.4.4	Comparaison détection capacitive et MOS.....	180
4.4.5	Mesures en mixage fréquentiel.....	181
4.4.6	Influence de l'environnement sur le fonctionnement des résonateurs.....	187
4.5	CONCLUSION ET PERSPECTIVES.....	190
4.5.1	Conclusion.....	190
4.5.2	Perspectives.....	191
	CONCLUSION GENERALE	193
	PERSPECTIVES	195
	ANNEXE 1	197
	ANNEXE 2	198
	PUBLICATIONS ET BREVETS	199
	REFERENCES	201

Introduction générale

Contexte

Le développement d'appareils portables de plus en plus petits et performants nous pousse à rechercher des nouveaux composants présentant de petites tailles, une faible consommation d'énergie, des procédés de fabrication proches de ceux de la microélectronique, et enfin des performances de tout premier ordre. Dans les applications radio fréquence (téléphonie mobile, PC portables, objets communicants...), les micro ou nano systèmes électromécaniques (MEMS ou NEMS) offrent des alternatives crédibles aux composants « classiques » de la microélectronique, ce qui les rend très attractifs pour le remplacement de certaines fonctions, et permet l'émergence de nouvelles fonctionnalités.

Les résonateurs électromécaniques sont notamment des composants intéressants dans le but d'un remplacement des quartz dans les applications de référence de temps. Ces composants présentent en effet certains avantages, tels que la possibilité d'intégration monolithique ou encore l'option de faire de la multifréquence sur une même puce. Cependant, bien que les études sur les résonateurs électromécaniques réalisés par techniques de micro-usinage soient courantes depuis les années quatre-vingt dix, les composants sont aujourd'hui encore le sujet d'études R&D importantes. Le but est d'améliorer les performances, la fiabilité, ou encore la capacité d'intégration allant jusqu'à la fabrication du MEMS à partir de procédés CMOS standard, afin d'intéresser les industriels dans les applications grand public.

Motivations

L'étude s'inscrit dans un contexte de développement des résonateurs électromécaniques, dans le but de les rendre compatibles avec une intégration au plus proche des circuits intégrés : nous parlons de co-intégration des MEMS et des circuits intégrés.

L'état de l'art est très fourni en termes d'études sur les composants, passant par l'amélioration des performances, des designs, des modes de fonctionnement, des dérives en température... Cependant, l'aspect d'intégration des composants au plus proche des circuits n'est que très peu étudié, alors qu'il est primordial pour espérer un avenir industriel de ces composants, d'où notre intérêt pour le développement de résonateurs électromécaniques en vue d'une co-intégration.

L'étude se situe dans un contexte industriel, dans lequel il est important que les travaux soient en lien direct avec au moins une application. Etant donné que l'application présentant le plus de potentiel industriel pour

les résonateurs électromécaniques est celle des oscillateurs de référence dans le but d'un remplacement des quartz, nos développements iront dans ce sens.

Ainsi, nous proposons de développer des résonateurs électromécaniques réalisés dans un esprit de co-intégration, à partir des briques de base d'une technologie en cours de développement à STMicroelectronics pour la réalisation de transistors avancés ; la technologie Silicon On Nothing (SON). Compte tenu des contraintes technologiques imposées sur les composants du fait de leur développement à partir d'une technologie transistor, nous serons amenés à réduire la taille des résonateurs électromécaniques, nécessitant le développement d'une méthode d'amplification de leur détection afin de les rendre fonctionnels.

Organisation du manuscrit

Nous commencerons l'étude par un chapitre d'introduction et de description des MEMS dans les systèmes de communication. Nous nous intéresserons en particulier aux résonateurs électromécaniques en vue d'une application de référence de temps. Nous décrirons d'abord leur fonctionnement, puis nous présenterons un état de l'art des composants, mais aussi des oscillateurs à base de résonateurs électromécaniques. Cela nous mènera à la description de la problématique de l'étude, puis au choix des composants à développer.

Dans un deuxième chapitre, nous réaliserons la conception des résonateurs à l'aide d'une étude théorique de leur fonctionnement, qui soulignera la difficulté de détection, compte tenu de la très petite taille des composants. Cela nous conduira à l'utilisation d'une détection amplifiée par l'ajout d'un transistor à grille résonante. Nous développerons alors un modèle électromécanique analytique, visant à décrire le comportement des dispositifs, tant au niveau de leur fonctionnement statique, que dynamique. L'objectif du modèle, qui sera codé pour être utilisable en tant qu'une nouvelle cellule sous Cadence, est double. D'une part, le but est de valider que le transistor à grille résonante améliore effectivement la détection, et d'autre part, d'aider au design futur de la fonction d'oscillateur. Enfin, les conclusions de l'étude théorique permettront de déterminer tous les paramètres des résonateurs, qui seront fabriqués par la suite.

Le troisième chapitre sera dédié à la fabrication des composants dimensionnés lors de l'étude théorique. Après avoir décrit les briques de base de la technologie SON pour la réalisation des transistors, nous détaillerons toutes les étapes que nous avons développées pour la fabrication des résonateurs. Nous conclurons sur le bilan de la technologie et les pistes d'amélioration envisagées.

Le quatrième, et dernier chapitre, sera consacré à la caractérisation des résonateurs fabriqués. Nous nous attacherons à relier les caractérisations au modèle spécifiquement développé. Nous rapprocherons également les résultats de caractérisation à la réalisation technologique, par exemple pour expliquer les problèmes observés lors des caractérisations par rapport à ceux rencontrés au niveau de la technologie. Enfin, nous discuterons des performances des dispositifs fabriqués par rapport à l'état de l'art, et proposerons des perspectives d'amélioration des composants.

CHAPITRE 1

LES MEMS DANS LES SYSTEMES DE COMMUNICATION

1 ER CHAPITRE : LES MEMS DANS LES SYSTEMES DE COMMUNICATION

1.1 Introduction

Le premier chapitre est dédié à l'étude des MEMS dans les systèmes de communication, et plus particulièrement des résonateurs électromécaniques. Ce composant MEMS a été choisi pour son fort potentiel de remplacement du quartz en tant qu'élément résonant, dans les applications d'oscillateur de référence.

Premièrement, nous évoquerons la place des MEMS dans les architectures Radio Fréquence (RF). L'objectif sera de voir quels types de MEMS présentent un intérêt, et quelles fonctions ces derniers peuvent remplacer.

Deuxièmement, Nous nous intéresserons aux résonateurs électromécaniques, qui feront l'objet de l'étude. Nous commencerons par décrire leur fonctionnement, puis nous nous ferons un état de l'art des réalisations autour de ce composant.

Troisièmement, nous discuterons de l'intérêt de la réalisation d'oscillateurs de référence à base de MEMS, à travers une étude des composants concurrents, ainsi que du marché potentiel des MEMS dans ce domaine. Puis nous présenterons un état de l'art des oscillateurs à base de MEMS.

Enfin, toutes ces études nous amèneront à la définition de la problématique de la thèse, ainsi qu'aux choix de la technologie et des dispositifs qui feront l'objet d'une réalisation.

1.2 Les MEMS dans les architectures RF

Les Micro Electro Mechanical Systems (MEMS) sont des composants comprenant un ou plusieurs éléments mécaniques, utilisant l'électricité comme source d'énergie, en vue de réaliser une fonction de capteur et/ou d'actionneur, avec au moins une structure présentant des dimensions micrométriques. Compte tenu de la définition très générale de ce type de composant, nous recensons un très grand nombre de dispositifs sous l'entité MEMS. Les dispositifs peuvent être classés en trois catégories qui sont :

- Les capteurs : nous trouvons par exemple les accéléromètres, couramment utilisés dans les airbags ou les manettes de jeu, certains capteurs de pression, d'humidité, de molécules...
- Les actionneurs : nous trouvons par exemple les interrupteurs (Switches), les micro-moteurs...
- Les MEMS RF : ce sont les MEMS dédiés aux applications RF. Nous trouvons, entre autres, les résonateurs Bulk Acoustic Wave (BAW), les switches RF, les capacités variables ou encore les résonateurs électromécaniques.

1.2.1 MEMS utilisés

Les MEMS sont de plus en plus convoités pour les applications RF, de part leur fort potentiel d'amélioration des architectures, tant en termes de performances que de miniaturisation. Les composants MEMS attirant le plus l'attention sont les suivants : les switches, les capacités variables, les résonateurs BAW et les résonateurs électromécaniques. Nous recensons également quelques composants émergents, comme les résonateurs à base de cavité, les inductances variables ou encore les composants à base de nanotubes de carbone. Avec ces derniers, nous rentrons dans le monde des Nano Electro Mechanical Systems (NEMS).

Parmi les composants évoqués, ceux qui suscitent le plus d'efforts en termes de Recherche et Développement (R&D) de part leur fort potentiel, sont les suivants :

- Les résonateurs BAW. Ce sont certainement les MEMS RF les plus matures puisqu'ils sont sur le marché depuis 2002 en ce qui concerne les duplexers et filtres commercialisés par les sociétés Avago Technologies et Infineon, par exemple. De nombreux développements sont encore menés sur ces composants afin d'améliorer leurs performances et de permettre leur utilisation dans d'autres applications, comme par exemple les oscillateurs de référence.
- Les switches. Ils ont fait naître des start-up dès 2003 et sont aujourd'hui sur le marché (Radant MEMS, Teravicta) avec une production en faible quantité. Comme pour les BAW, les composants font encore l'objet d'études R&D afin de proposer de meilleures performances et de pouvoir diversifier les applications.
- Les résonateurs électromécaniques. Ils sont également à l'origine de quelques start-up comme Discera, SiTime ou encore Silicon Clocks. En 2007, le premier million de composants a été vendu concernant des applications faibles performances. Compte tenu de leur fort potentiel industriel, les résonateurs électromécaniques font actuellement l'objet de nombreuses études R&D afin d'arriver à des performances et une maturité suffisantes leur permettant de s'imposer sur le marché des quartz, par exemple.

C'est dans ce contexte de R&D sur les MEMS RF que s'inscrit la démarche de cette étude. Nous souhaitons travailler au développement de l'un des composants cité précédemment : le résonateur électromécanique, qui fait l'objet d'une description détaillée dans le §1.3.

1.2.2 Fonctions à base de MEMS

Les MEMS RF peuvent remplacer bon nombre de fonctions nécessaires à une architecture RF classique. Le groupe de C. T.-C. Nguyen a imaginé parmi les fonctions présentes dans les architectures RF, celles qui sont susceptibles d'être remplacées par des MEMS RF [1].

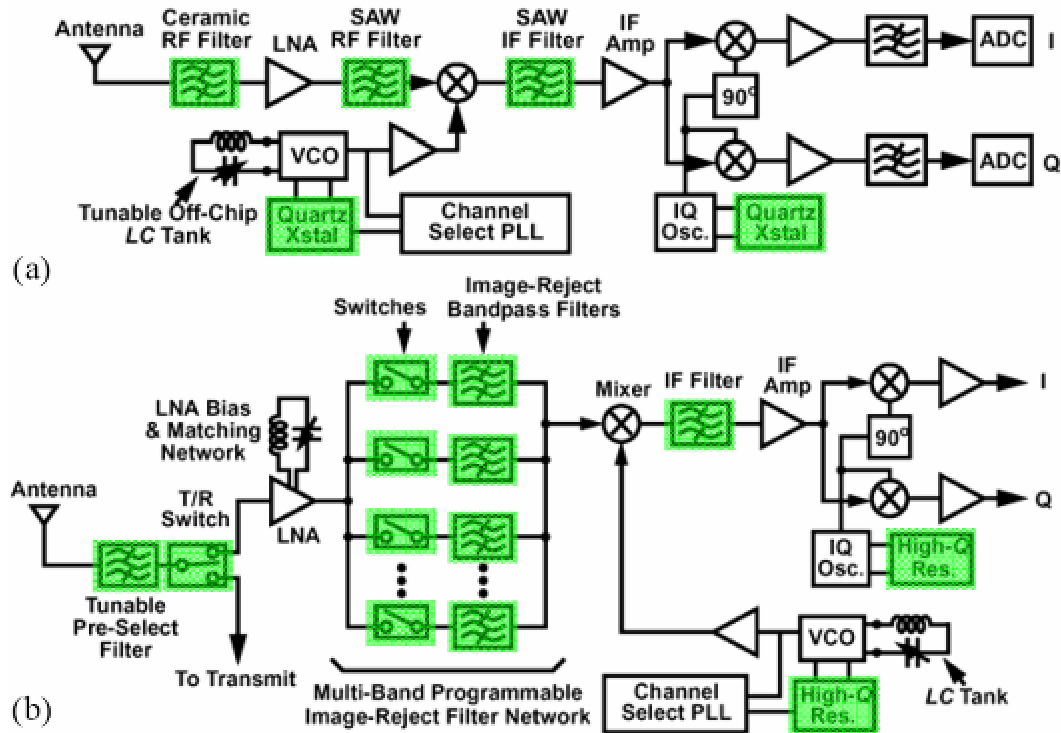


Figure 1 : Architecture super hétérodyne d'un émetteur-récepteur (transceiver) RF avec une architecture actuelle (a) et une architecture multi-bande (b) utilisant des MEMS RF en remplacement des composants classiques (issu de [1])

La Figure 1 propose deux schémas d'une architecture d'émetteur-récepteur RF actuelle (a), et prenant en compte le remplacement des composants classiques par des MEMS RF (b). Nous constatons que ces derniers peuvent remplacer plusieurs fonctions, comme le filtrage ou encore les oscillateurs de référence.

Le schéma nous montre également que l'ajout de switches RF laisse envisager des architectures RF multi-bandes du fait que les switches permettent la commutation rapide d'une bande à l'autre. Il en découle donc un important gain de taille des architectures pouvant ainsi être reconfigurées.

Concernant la fonction de filtrage, le MEMS RF le plus à même de remplacer les filtres actuels de type céramique ou Surface Acoustic Wave (SAW), est à base de résonateurs BAW. Nous pouvons cependant envisager un recours aux résonateurs électromécaniques, pour le remplacement de certains filtres. Ainsi, un grand nombre de publications est consacré au filtrage à partir de résonateurs électromécaniques, comme par exemple dans [2,3,4].

Cependant, l'application présentée dans la Figure 1 ayant le plus fort potentiel, est celle des oscillateurs de référence [5]. En effet, les fonctions d'oscillateur actuellement déportées et non intégrables, peuvent être remplacées par des oscillateurs à base de résonateurs électromécaniques, offrant la possibilité d'intégration, de réduction de taille, de réduction de la consommation d'énergie...

Nous proposons de travailler au développement et à l'intégration de résonateurs électromécaniques, dans le but d'en faire des oscillateurs de référence à fort potentiel d'intégration.

Nous comparerons les principaux intérêts des résonateurs électromécaniques par rapport aux autres composants, pour la fonction d'oscillateurs de référence, dans le §1.4.

1.3 Résonateurs électromécaniques

1.3.1 Quelques définitions

Commençons par définir ce qu'est un résonateur, au sens mécanique du terme. Le résonateur est un corps physique susceptible d'entrer en vibration par effet de résonance. Les résonateurs électromécaniques sont composés de deux ensembles : une partie mécanique et une partie électrique. Ces deux ensembles sont liés par des transductions dites « électromécaniques », qui permettent de passer d'une grandeur électrique à une grandeur mécanique, et inversement. Cela s'avère très utile pour l'actionnement ou la détection des mouvements des résonateurs.

Le premier ensemble concerne la partie mécanique du résonateur, c'est la structure vibrante. Cette structure est dimensionnée et choisie pour ses propriétés mécaniques. Nous trouvons couramment des structures vibrantes dans notre environnement, tels que les poutres bi-encastées, encastées-libres, les diapasons et bien d'autres encore. Les paramètres qui nous intéressent sur la structure vibrante sont principalement la fréquence de résonance et le facteur de qualité. La fréquence de résonance, notée f , est définie comme étant la fréquence à laquelle la structure va vibrer. Il peut y avoir plusieurs fréquences de résonances sur une même structure, dépendant des différents modes qu'il est possible d'exciter. Le facteur de qualité, noté Q , constitue l'un des critères de performance des résonateurs. Ce facteur représente les pertes d'énergie : nous le définissons comme étant le rapport des pertes du système sur l'énergie emmagasinée au cours d'un cycle de vibration. Nous recherchons naturellement à obtenir un composant présentant le plus fort facteur de qualité possible. Afin de pouvoir comparer les performances de différents résonateurs, nous définissons un facteur de mérite très utile comme étant le produit de la fréquence de résonance d'un mode considéré par son facteur de qualité, noté $f \cdot Q$.

Le second ensemble concerne la partie électrique du dispositif. Pour être fonctionnelles, les structures mécaniques résonantes doivent pouvoir être actionnées, et nous devons aussi pouvoir détecter leur vibration.

Le mode d'actionnement le plus pratique est l'excitation électrique, qui est de plus compatible avec la microélectronique. C'est pourquoi nous avons recours à des transducteurs électromécaniques afin de relier l'excitation électrique et mécanique. En effet, l'envoi d'un signal électrique sur une électrode dédiée à l'actionnement se traduit par une excitation mécanique de la structure résonante : nous parlons de transduction électrique-mécanique. Concernant la détection, il faut envisager la transduction inverse : mécanique-électrique. Pour ce faire, nous pouvons alors envisager tous types de méthode. Nous en citons quelques unes dans le paragraphe §1.3.2.1.

Enfin, de même que nous utilisons le facteur de qualité comme facteur de performance, nous utilisons également un autre paramètre important permettant de comparer les performances des différents résonateurs : la résistance motionnelle. Nous pouvons la définir comme étant la résistance électrique du circuit équivalent (§1.3.9) du résonateur à la résonance mécanique de la structure vibrante. Nous rechercherons à obtenir des résistances motionnelles faibles, de 50Ω à quelques $k\Omega$, permettant de répondre aux besoins de notre application d'oscillateur de référence. Cette résistance est liée au facteur de qualité, mais aussi au mode de transduction et aux tensions appliquées sur le résonateur.

1.3.2 Transduction

1.3.2.1 Types de transduction

Les MEMS sont souvent classés en fonction de leur mode de transduction. Cette dernière peut se faire soit en utilisant des matériaux spécifiques tels que piézoélectriques [6,7,8], électrostrictifs ou encore magnétostrictifs, soit en ayant recours à différentes forces telles qu'électrostatiques, l'électromagnétiques, l'électrodynamiques, ou encore électrothermiques [9].

Parmi les principes cités, et compte tenu de notre problématique consistant à travailler uniquement sur des résonateurs MEMS ayant un fort potentiel d'intégration avec les technologies de la microélectronique, dans le but de faire des oscillateurs de référence, nous avons choisi de privilégier la transduction la plus intégrable avec les technologies CMOS, à savoir la transduction électrostatique. Nous ne traiterons donc pas des autres types de transduction lors de cette étude.

1.3.2.2 Transduction électrostatique

La transduction électrostatique, aussi bien pour l'actionnement que la détection, est le mode de transduction électromécanique le plus utilisé dans l'univers des MEMS, entre autres pour les résonateurs.

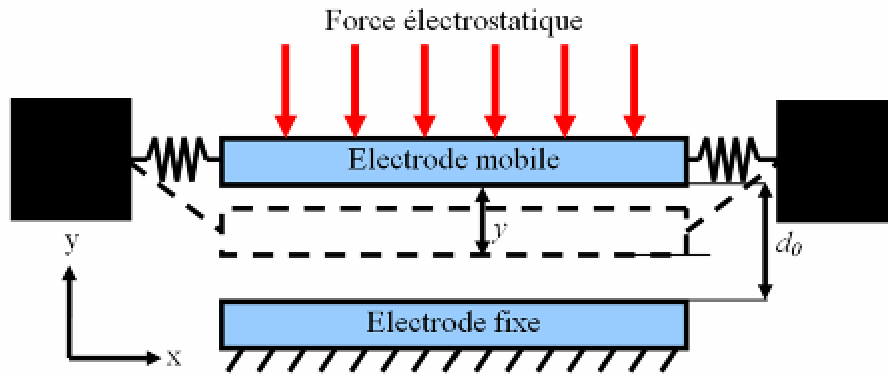


Figure 2 : Schéma de principe 2D de la transduction électrostatique dans le cas idéal d'un condensateur plan présentant une électrode mobile et une électrode fixe

La transduction se fait généralement par le biais d'une différence de potentiel électrique entre deux plaques, l'une étant une électrode dite « fixe », l'autre étant la structure résonante capable de bouger par rapport à l'électrode fixe, comme décrit sur la Figure 2. Le cas schématisé est le plus élémentaire. Nous considérons la structure comme étant un condensateur plan, dont l'expression de la capacité d'air sans tension appliquée est la suivante :

$$C_0 = \frac{\varepsilon \cdot S}{d_0} \quad \text{Équation 1}$$

Avec ε étant la permittivité du matériau composant l'entrefer (ou gap), S la surface en regard entre les deux électrodes et d_0 la distance entre les deux électrodes.

Lorsque nous appliquons une différence de potentiel entre les deux électrodes, l'électrode mobile se rapproche de l'électrode fixe, suite à l'apparition de la force électrostatique attractive, dont l'expression est la suivante :

$$F_{elec} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon \cdot S \cdot V^2}{(d_0 - y)^2} \quad \text{Équation 2}$$

Avec V , étant la différence de potentiel électrique entre les deux électrodes et y le déplacement de l'électrode mobile par rapport à sa position d'équilibre. La transduction permet alors de transformer une énergie électrique en énergie mécanique, restituée sous forme de mouvement de l'électrode mobile. La variation de capacité en fonction de l'entrefer traduit la variation de position de l'électrode mobile et permet alors la détection de mouvements. Il est ainsi possible d'utiliser la transduction électrostatique à la fois pour actionner et détecter les mouvements d'un résonateur MEMS.

1.3.3 Actionnement et détection

1.3.3.1 Actionnement

Nous avons choisi d'orienter l'étude sur la transduction électrostatique. Ainsi, l'actionnement se fait par le biais de l'application d'une force électrostatique sur la structure résonante. Quel que soit le type de structure ou le mode actionné, le principe est toujours le même : la structure résonante possède au minimum un de ses côtés en regard d'une électrode dite d'actionnement à travers un entrefer d'air. Nous sommes dans la configuration de la Figure 2, où la transduction peut être assimilée à un condensateur plan, nous permettant d'obtenir l'expression de la force électrostatique donnée dans l'Équation 2.

1.3.3.2 Détection

La détection la plus utilisée est la détection capacitive. Le principe est basé sur une transduction mécanique-électrique, inverse de celle liée à l'excitation, qui traduit le déplacement mécanique de la structure en courant électrique appelé « courant motionnel ». Ce courant est lié à la variation de la capacité d'air constituée par l'entrefer, entre la structure résonante et l'électrode de détection. Comme le courant motionnel est issu de la variation de la capacité d'air, nous pouvons le calculer comme suit :

$$i_{capa} = \frac{\partial Q}{\partial t} = V \cdot \frac{\partial C}{\partial t} + C \cdot \frac{\partial V}{\partial t} \approx V \cdot \frac{\partial C}{\partial y} \cdot \frac{\partial y}{\partial t} \quad \text{Équation 3}$$

C est la capacité d'air entre l'électrode et le résonateur, y est le déplacement du centre de la structure résonante tel que schématisé sur la Figure 7, et V est la différence de potentiel entre le résonateur et l'électrode de détection. Dans le cas d'un actionnement dynamique, V peut s'écrire :

$$V = V_{ac} \cdot \sin(\omega \cdot t) + V_{dc} \quad \text{Équation 4}$$

V_{ac} correspond à l'excitation alternative et V_{dc} correspond à la tension de polarisation. Notons que nous avons simplifié l'Équation 3 car dans l'étude, V est très grand devant C ainsi que devant la variation temporelle de V car $V_{ac} \ll V_{dc}$. Nous proposons maintenant de calculer le courant motionnel exprimé dans l'Équation 3 dans le cadre d'une poutre bi-encastée. L'Équation 3 montre que le courant motionnel capacitif dépend de la variation de capacité en fonction de l'entrefer d'air, que nous pouvons écrire à partir de l'Équation 1 :

$$\frac{\partial C}{\partial y} = \frac{\epsilon_0 \cdot S}{(d_0 - y)^2} \approx \frac{\epsilon_0 \cdot S}{d_0^2} \quad \text{si } y \ll d_0 \quad \text{Équation 5}$$

y est le déplacement du centre de la poutre tel que schématisé sur la Figure 7, et S est la surface en regard entre l'électrode et le résonateur. Il faut maintenant exprimer le déplacement de la poutre en fonction du temps. Pour cela, nous considérons une poutre bi-encastée telle que schématisée sur la Figure 7. Le

Chapitre 1 – Les MEMS dans les Systèmes de Communication

déplacement du centre de la poutre (réduction à la mécanique du point matériel) suit l'équation différentielle en régime forcé suivante :

$$m \cdot \ddot{y} + \alpha \cdot \dot{y} + k \cdot y = F_{elec} \quad \text{Équation 6}$$

m est la masse de la structure résonante, α le coefficient d'amortissement, k la raideur de la force de rappel de la poutre et F_{elec} la force électrostatique, que nous pouvons écrire :

$$F_{elec} \approx -\frac{1}{2} \frac{\epsilon_0 \cdot S}{d_0^2} \cdot V^2 \quad \text{si } y \ll d_0 \quad \text{Équation 7}$$

En résolvant l'Équation 6 dans le cadre d'une poutre bi-encastree, nous obtenons le module du déplacement :

$$|Y(\omega)| = \frac{\epsilon_0 \cdot S \cdot V^2}{2 \cdot d_0^2 \cdot \sqrt{(k - m \cdot \omega^2)^2 + \alpha^2 \cdot \omega^2}} \quad \text{Équation 8}$$

ω est la pulsation. En combinant la dérivée de l'Équation 8 avec l'Équation 5, nous obtenons l'expression du courant motionnel :

$$|i_{capa}(\omega)| = \frac{(\epsilon_0 \cdot S \cdot V)^2}{d_0^4 \cdot \sqrt{(k - m \cdot \omega^2)^2 + \alpha^2 \cdot \omega^2}} \quad \text{Équation 9}$$

Le courant motionnel d'une poutre bi-encastree dépend d'un grand nombre de paramètres, comme le montre l'Équation 9. Nous cherchons en général à maximiser ce courant afin d'avoir une détection performante.

Pour cela, le facteur prépondérant est l'entrefer, à la puissance quatre dans l'Équation 9. Cette taille d'entrefer est limitée par la technologie. L'ordre de grandeur est la centaine de nanomètres. Il faut alors attacher une grande importance à la technologie de réalisation du résonateur afin que celle-ci soit compatible avec des entrefers de cet ordre, permettant de se mettre dans les meilleures conditions de détection.

Après avoir travaillé sur la réduction de l'entrefer, rentre en compte la surface en regard entre résonateur et électrode de détection, au carré. Il faut alors maximiser la surface d'électrode. Cela peut se faire via l'utilisation de peignes inter-digités, comme c'est le cas dans certaines publications, comme par exemple dans [10].

Le courant motionnel dépend aussi de la différence de potentiel entre électrode et résonateur, au carré. Cette tension doit être compatible avec les circuits intégrés, typiquement de l'ordre de 5 à 10 V, ce qui limite le recours à ce facteur pour augmenter le courant de détection.

Le courant motionnel dépend également de l'amortissement. Ce dernier est représenté par le coefficient d'amortissement α , lié au facteur de qualité, qui traduit les pertes dans le système. Il y a alors un grand intérêt à travailler sur l'optimisation des résonateurs pour que les pertes soient minimisées, afin de conserver un bon facteur de qualité, c'est-à-dire un courant motionnel suffisant pour la détection.

Un dernier paramètre rentre en compte dans l'expression du courant motionnel capacitif : c'est la fréquence de résonance. Cette dernière est elle-même liée à la raideur de la structure mécanique : plus le résonateur

présente une fréquence de fonctionnement élevée, plus il est rigide et petit. Par conséquent, l'augmentation de la fréquence de résonance se traduit par des déplacements de plus en plus faibles lors de la vibration. Nous passons, à titre d'exemple, d'un ordre de grandeur de déplacement de quelques nanomètres à 1 MHz à quelques angströms à 100 MHz . Si nous montons en fréquence (ou diminuons les tailles des dispositifs), le bon fonctionnement des résonateurs est limité par les possibilités de la détection capacitive, qui atteint ses limites. Dans notre cas, nous souhaitons travailler à la fois sur des structures à haute fréquence (plus de 10 MHz), mais aussi sur des petites dimensions, ce qui limite les possibilités de détection.

Notons cependant qu'il est possible d'amplifier le courant de détection par l'utilisation d'un transistor dédié. Cette démarche a été initiée en 1967 par H.C. Nathanson [11].

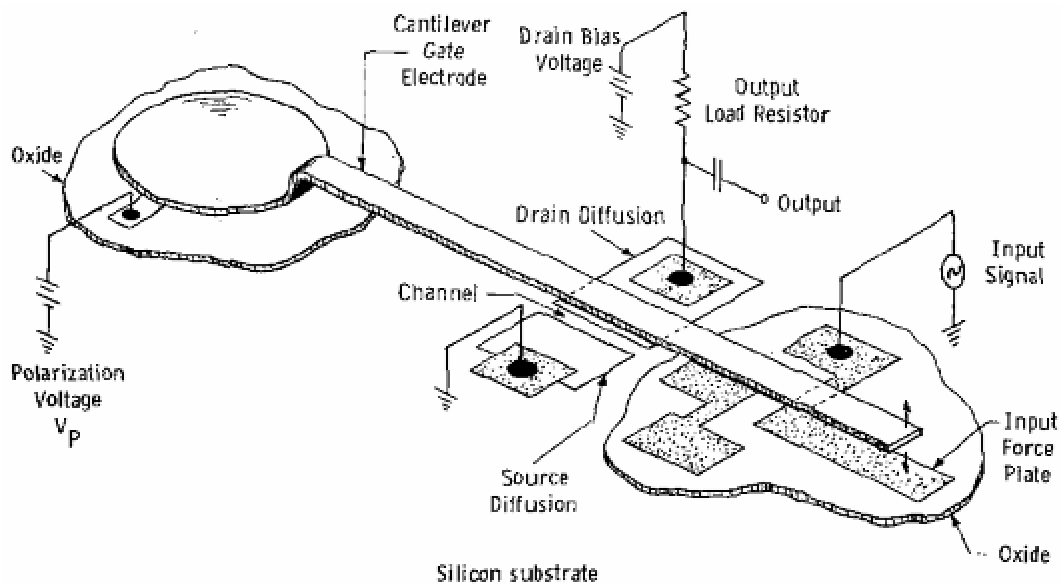


Figure 3 : Schéma de principe du transistor à grille résonante proposé par H.C. Nathanson en 1967 dans [11]

Le schéma de la Figure 3 montre le principe de fonctionnement du transistor à grille résonante. Le dispositif est composé de deux éléments : un résonateur et un transistor de détection. Le résonateur est une poutre métallique encastrée-libre qui vibre hors plan. Le transistor de détection est un transistor MOSFET classique en ce qui concerne les parties source, drain et canal. Par contre, dans ce cas, la grille n'est pas fixe comme l'est une grille classique, mais elle est représentée par le résonateur. Cette dernière se retrouve donc isolée par rapport au canal par un oxyde de grille facultatif et surtout par un entrefer d'air, permettant son fonctionnement. D'où l'expression de transistor à grille résonante.

Au niveau du fonctionnement, nous pouvons exciter le résonateur de manière classique avec une force électrostatique, comme c'est le cas sur la Figure 3, où la force est appliquée à l'extrémité libre de la poutre. Nous choisissons alors des tensions de drain et de grille de sorte que le transistor soit dans une configuration statique de fonctionnement favorable à la détection. Nous ajustons ces tensions de façon à ce qu'une faible variation de tension de grille se traduise par une forte variation de courant de drain. Pour ce faire, nous nous

plaçons en régime de saturation au niveau du courant de drain (courbes $I_d(V_d)$), et à la pente maximale traduite par le maximum de gain du transistor sur la courbe $I_d(V_g)$. Nous aurons l'occasion de donner plus de détails sur le fonctionnement du transistor à grille résonante dans le chapitre 2, puisque c'est l'un des deux principes de détection que nous avons choisi de mettre en œuvre.

Une fois les tensions de source, drain et grille fixées au niveau statique, nous pouvons alors exciter le résonateur avec la force électrostatique. Ce dernier se met à osciller avec un maximum d'amplitude à sa fréquence de résonance mécanique, impliquant une forte variation de l'entrefer d'air entre le canal et le résonateur. C'est alors que l'entrefer va fortement varier, du fait des mouvements du résonateur. Cette variation se traduit par une modification du potentiel de surface au niveau du canal du transistor. Les charges dans le canal vont alors être modulées par la variation du potentiel de surface, ce qui se traduit par une modulation du courant de drain du transistor, et ce, à la même fréquence que le mouvement d'oscillation du résonateur. Grâce au gain du transistor, le courant capacitif est alors amplifié, permettant de repousser les limites de détection, et rendant possible la détection de mouvements de très faibles amplitudes.

Le principe du transistor à grille suspendue a été réutilisé par le groupe d'A.M. Ionescu de l'EPFL en 2002 [12]. Cette fois-ci, la structure suspendue est une poutre bi-encastrée. L'actionnement et la détection se font par l'unique présence de la tension de grille et sans actionnement électrostatique supplémentaire, comme c'est le cas dans [11]. Le transistor à grille suspendue est uniquement testé dans un régime quasi-statique, afin de montrer la possibilité d'utilisation du dispositif en tant que switch. La poutre n'est pas testée à sa fréquence de résonance. Elle n'est donc pas utilisée en tant que résonateur.

Dans des travaux plus récents datant de 2005 [13], le même groupe d'A. M. Ionescu a publié l'utilisation du transistor à grille résonante comme outil de détection pour un résonateur, et a proposé une comparaison des performances entre la détection capacitive et la détection par transistor MOS, en simulation.

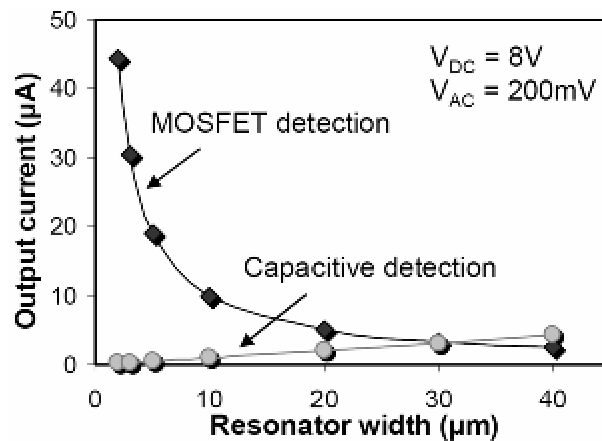


Figure 4 : Comparaison des pics de courant obtenus à la résonance pour un résonateur de type poutre bi-encastée (issu de [13])

La Figure 4 montre que pour un résonateur de type poutre bi-encastée, dont nous diminuons les dimensions, la détection par transistor MOS devient intéressante. C'est en particulier le cas quand la surface de détection diminue (ici à cause de la faible largeur de la poutre). Cela confirme l'intérêt de ce type de détection quand nous travaillons sur des résonateurs de petite taille ou à haute fréquence. En revanche, pour des tailles supérieures ou à basse fréquence, la détection capacitve reste avantageuse d'autant qu'elle est plus simple à mettre en œuvre. La réalisation technologique associée à la fabrication et au test des structures des résonateurs à grille résonante a été présentée dans [14] en 2006.

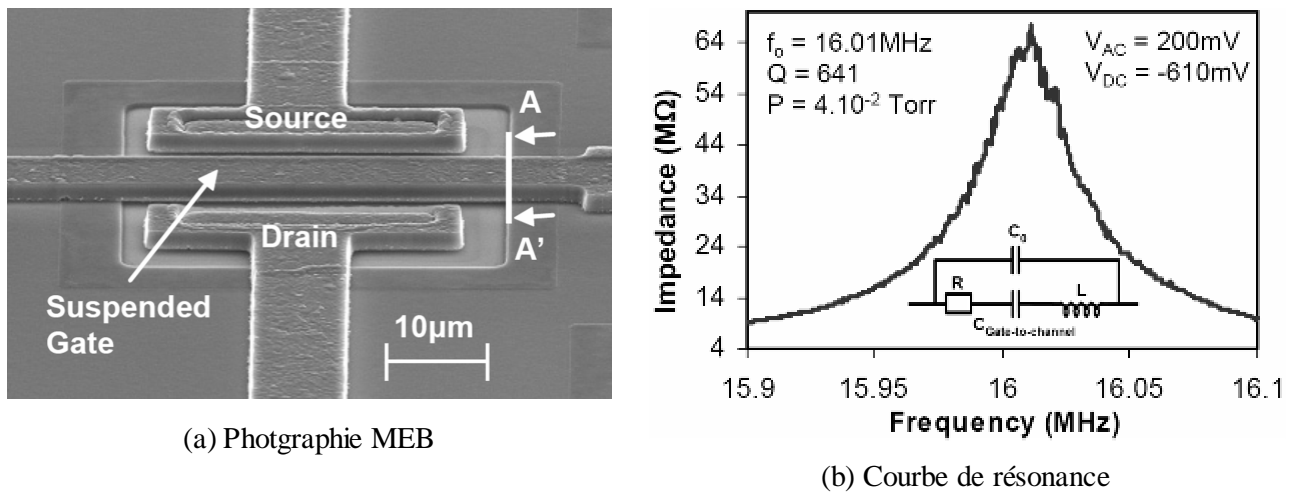


Figure 5 : Photographie MEB (a) et courbe de résonance (b) du résonateur à détection par transistor MOS présenté dans [14]

La Figure 5 montre une démonstration de l'utilisation du principe de résonateur à détection par transistor MOS à grille résonante (RSG MOSFET). Notons que la réalisation technologique porte sur une structure de taille assez conséquente (34 μm de long et 6 μm de large), et que le résonateur vibre hors plan, par rapport au transistor situé dessous. De plus, il n'y a pas d'électrode additionnelle permettant d'actionner la structure. Cela signifie que l'actionnement se fait uniquement par la tension de grille appliquée sur le résonateur. Le

principe de détection par transistor à grille résonante est donc démontré sur un résonateur de type poutre en *AlSi*.

1.3.4 Amortissement

Les résonateurs électromécaniques subissent un amortissement, comme tout corps en mouvement. Cet amortissement traduit les pertes d'énergie du système résonant interagissant avec l'extérieur. Ces pertes sont quantifiées par le facteur de qualité, noté Q . Nous le définissons comme étant le rapport de l'énergie maximale stockée W sur l'énergie dissipée ΔW au cours d'un cycle de vibration :

$$Q = \frac{W}{\Delta W} \quad \text{Équation 10}$$

Les facteurs de qualité élevés sont alors convoités, signifiant un minimum de pertes et donc peu d'amortissement dans le système. Le facteur de qualité est couramment utilisé comme critère de comparaison des performances atteintes par les différents résonateurs de l'état de l'art. Notons cependant que ce dernier doit être associé à la fréquence de fonctionnement du résonateur : les résonateurs les plus performants sont alors ceux qui présentent le meilleur facteur de mérite $f \cdot Q$.

Nous recensons différentes sources de pertes possibles au niveau des résonateurs. Certaines sont plus ou moins importantes selon l'environnement de fonctionnement, la taille des dispositifs, leur aspect de surface... Les pertes les plus couramment évoquées dans l'état de l'art sont : les pertes par amortissement dans l'air, les pertes aux ancrages, les pertes thermo-élastiques et enfin les pertes de surface. Nous proposons de les détailler ci-dessous.

1.3.4.1 Pertes par amortissement dans l'air

Ces pertes sont souvent les plus importantes. Afin de s'en affranchir, nous choisissons pour l'étude de travailler sous vide de sorte que les pertes soient négligeables. Ainsi, nous ne donnerons pas plus de détails sur ces pertes compte tenu des choix effectués. Pour de plus amples informations, nous avons sélectionné les références suivantes : [15,16,17,18].

1.3.4.2 Pertes aux ancrages

Ce type de perte est lié au fait que le résonateur a besoin d'ancrages pour être maintenu. Ces ancrages sont à l'origine de pertes d'énergie qui peuvent être prépondérantes selon les cas. Ces pertes sont dues à la dissipation d'une partie de l'énergie de vibration à travers les ancrages. En général, nous plaçons les ancrages stratégiquement aux nœuds de vibration du résonateur, afin que ces derniers interfèrent le moins possible sur son fonctionnement. L'état de l'art est très fourni quant à l'étude des pertes aux ancrages [19], où les auteurs proposent une expression analytique du facteur de qualité lié aux pertes aux ancrages pour des

résonateurs de type poutre bi-encastree ou encastree-libre. Le facteur de qualite lié aux pertes aux ancrages (noté Q_{anc}) pour une poutre bi-encastree, comme celle de la Figure 7 par exemple, s'exprime :

$$Q_{anc} = 0.638 \cdot \left(\frac{L}{w} \right)^3 \quad \text{Équation 11}$$

L est la longueur de la poutre, w sa largeur, et 0.638 un coefficient d'amortissement lié au matériau (ici silicium monocristallin) et au mode de vibration (ici premier mode cf. Équation 29). Selon l'expression de l'Équation 11, les pertes aux ancrages dépendent très fortement du rapport longueur sur largeur de la poutre. Etant donné que ces pertes peuvent être minimisées par design, nous nous attacherons alors à choisir un rapport aussi élevé que possible afin de maximiser Q_{anc} lors de la conception des structures résonantes.

1.3.4.3 Pertes thermo-élastiques

Les pertes thermo-élastiques sont attribuées à la relaxation de contraintes dans le résonateur qui se fait par conduction de chaleur. Quand le résonateur vibre, du fait du mouvement généré, certaines zones subissent alternativement des contraintes mécaniques de compression, de tension... La relaxation des contraintes mécaniques se fait par échauffement et transferts thermiques par conduction de la chaleur ainsi générée. Ces pertes sous forme d'échauffements locaux sont irrémédiables. Le groupe de M. Roukes propose dans [20] une étude des pertes thermo-élastiques sur les résonateurs électromécaniques, l'amenant à donner l'expression suivante du facteur de qualité lié à ces pertes (noté Q_{TED}) pour des résonateurs de type poutre :

$$\frac{1}{Q_{TED}} = \frac{E \cdot \alpha_T^2 \cdot T_0}{C_p \cdot \rho} \left(\frac{6}{\zeta^2} - \frac{6}{\zeta^3} \frac{\sinh(\zeta) + \sin(\zeta)}{\cosh(\zeta) + \cos(\zeta)} \right) \quad \text{Équation 12}$$

E est le module d'Young, α_T le coefficient d'expansion thermique, C_p la constante de chaleur spécifique à pression constante, ρ la densité du matériau constituant le résonateur, T_0 est la température ambiante et ζ a pour expression :

$$\zeta = w \cdot \sqrt{\frac{\omega \cdot \rho \cdot C_p}{2 \cdot \kappa}} \quad \text{Équation 13}$$

κ correspond à la conductivité thermique du matériau constituant la poutre et ω est la pulsation, donc correspond à la fréquence de résonance de la poutre.

Les pertes thermo-élastiques sont difficiles à exprimer, comme le montre l'Équation 12.

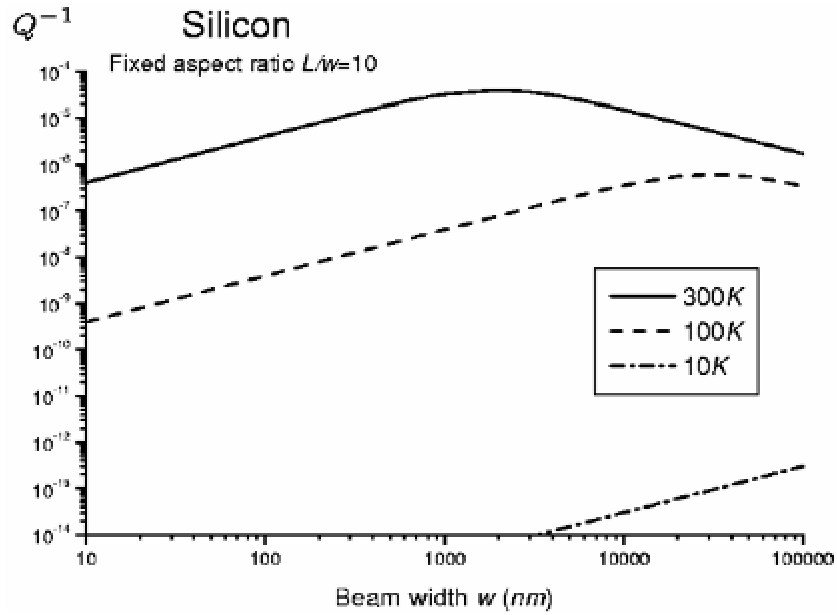


Figure 6 : Graphique montrant l'évolution des pertes thermo-élastiques en fonction de la largeur d'une poutre bi-encastree en silicium (issu de [20])

La Figure 6 issue de [20] propose une étude de l'évolution des pertes pour une poutre bi-encastree. D'une part, la température est un paramètre très important puisque les basses températures permettent de réduire de plusieurs ordres de grandeur les pertes. D'autre part, le fait de changer les dimensions de la structure permet de faire varier les pertes thermo-élastiques. Comme étudié sur l'exemple de la Figure 6, il est ainsi possible de se placer dans de bonnes conditions pour réduire les pertes thermo-élastiques en prenant des précautions lors du dimensionnement des structures résonantes.

1.3.4.4 Pertes de surface

Les pertes de surface sont liées aux phénomènes de surface de la structure résonante. Il est en effet possible d'avoir des pertes liées aux phénomènes d'adsorption ou désorption d'éléments en surface des résonateurs, générant des pertes d'énergie. Nous pouvons également observer de contraintes de surface liés aux impuretés de surface au tout autre phénomène. Le facteur de qualité lié aux pertes de surface (noté Q_{surf}) a été exprimé dans [21] pour des résonateurs électromécaniques de type poutre. L'expression analytique proposée est la suivante :

$$Q_{surf} = \frac{w \cdot h}{3 \cdot w + h} \cdot \frac{E}{2 \cdot E_{ds} \cdot \delta} \quad \text{Équation 14}$$

w est la largeur du résonateur tel que représenté dans la Figure 7, h son épaisseur, E le module d'Young, δ l'épaisseur de peau caractéristique sur laquelle sont considérées les pertes et E_{ds} le module d'Young de la couche superficielle, lié aux contraintes de surface, différent de celui en volume. Les pertes de surface exprimées dans l'Équation 14 dépendent du rapport surface sur volume du résonateur. Plus le résonateur est petit, et plus sa surface devient grande par rapport à son volume, rendant les pertes de surface non

négligeables. Compte tenu de la difficulté d'estimation des paramètres de surfaces telles que l'épaisseur de peau ou les contraintes en surface, ces pertes sont difficiles à évaluer. Elles sont alors souvent considérées comme négligeables par rapport aux pertes de plus grande ampleur, comme les pertes d'amortissement dans l'air, ou les pertes aux ancrages. Notons qu'il est possible de réduire considérablement les pertes de surface par l'ajout d'une étape de passivation de la surface du résonateur en fin de procédé de fabrication. Cette étape technologique peut être un recuit sous atmosphère contenant de l'hydrogène sur un résonateur en silicium. Cela permet de limiter la présence de liaisons pendantes en surface du résonateur. Ces astuces technologiques sont proposées dans [21].

1.3.4.5 Synthèse sur les pertes

Le facteur de Qualité total (noté Q_{tot}) d'un résonateur électromécanique prend en compte toutes les pertes et s'exprime :

$$\frac{1}{Q_{tot}} = \Sigma \left(\frac{1}{Q} \right) = \frac{1}{Q_{air}} + \frac{1}{Q_{anc}} + \frac{1}{Q_{TED}} + \frac{1}{Q_{surf}} \quad \text{Équation 15}$$

Selon les cas, certaines pertes peuvent être négligeables et l'expression du facteur de qualité en est alors simplifiée. De manière générale, les pertes peuvent être classées selon l'ordre suivant, des plus importantes aux plus faibles : pertes d'amortissement dans l'air, pertes aux ancrages, pertes thermo-élastiques et pertes de surface. C'est par exemple le cas dans [22] où les résonateurs sont des dispositifs à faible rapport surface sur volume (entre 0.4 et 1). S'étant affranchi des pertes par amortissement dans l'air grâce à un fonctionnement sous vide, seules les pertes aux ancrages sont considérées et correspondent au facteur de qualité mesuré. Cela signifie que les autres pertes peuvent effectivement être négligées dans ce cas. En revanche, dans [23], les pertes prépondérantes changent à cause du grand rapport surface sur volume (supérieur à 10). Ainsi, les pertes thermo-élastiques mais surtout de surface, deviennent importantes comme le montre la publication.

En conclusion, les pertes d'amortissement dans l'air étant négligeables sous vide, il est nécessaire d'envisager la réalisation d'un packaging des composants sous vide, ou à défaut de recourir à une enceinte sous vide pour les mesures en phase de R&D. Nous retiendrons la configuration de fonctionnement dans une enceinte sous vide pour l'étude. Les pertes thermo-élastiques sont à minimiser par design pour que nous puissions les négliger. Enfin, les pertes de surface deviennent négligeables si nous mettons en place des traitements de surface en plus de travailler sous vide. Les pertes aux ancrages constituent alors notre principal problème, et il est nécessaire de travailler sur le design afin de les minimiser.

1.3.5 Résonateurs à modes de flexion

1.3.5.1 Modes de résonance

Afin de modéliser et déterminer les modes de résonance des différents résonateurs MEMS, il faut recourir à la théorie des vibrations. Nous proposons de faire la démonstration sur un résonateur de type poutre bi-encastée. La littérature est très fournie en termes de connaissances sur la théorie de vibration des poutres ayant une section rectangulaire, par exemple avec la référence [24]. Nous avons schématisé ci-dessous une poutre bi-encastée :

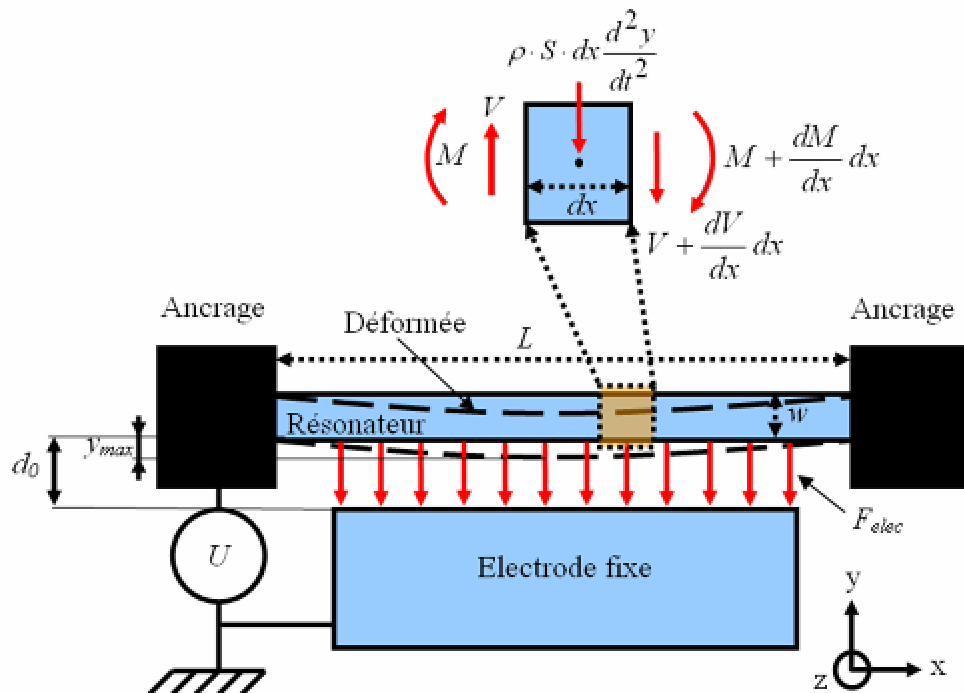


Figure 7 : Schéma de principe du fonctionnement d'une poutre bi-encastée

La poutre de la Figure 7 est schématisée dans un espace bidimensionnel. Afin de simplifier le problème, d'une part nous réduisons la poutre à un système unidimensionnel (déplacement uniquement selon l'axe y), et d'autre part, nous faisons quelques hypothèses qui sont : l'épaisseur du résonateur h et la largeur de la poutre w sont petites par rapport à sa longueur L . Nous faisons également l'hypothèse que :

- Les contraintes dans les directions x , y et z sont négligeables [25].
- La déflexion de la poutre reste faible [26].
- Toutes les forces liées au cisaillement et à la torsion sont également négligeables, c'est-à-dire que les sections droites restent droites : nous sommes dans le cadre d'une poutre dite d'Euler-Bernoulli.

Chapitre 1 – Les MEMS dans les Systèmes de Communication

Le schéma montre que l'actionnement de la poutre se fait par le recours à la force électrostatique dont l'expression est la suivante, en fonction d'une excitation électrique (notée U) ayant une composante alternative $V_{ac} \cdot \sin(\omega \cdot t)$ superposée à une composante continue V_{dc} :

$$F_{elec} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\epsilon \cdot S}{(d_0 - y)^2} (V_{dc}^2 + 2 \cdot V_{dc} \cdot V_{ac} \cdot \sin(\omega \cdot t) + V_{ac}^2 \cdot \sin^2(\omega \cdot t)) \quad \text{Équation 16}$$

ϵ est la permittivité, S la surface en regard entre l'électrode et la poutre, d_0 l'entrefer initial, y la position de la poutre par rapport à l'équilibre selon l'axe y , V_{ac} le signal alternatif, V_{dc} la tension continue, ω la pulsation et t le temps. Notons que la tension continue étant toujours très supérieure à la tension alternative, nous pouvons négliger le dernier terme de l'équation en V_{ac}^2 .

Nous considérons un segment quelconque de la poutre afin de simplifier le problème. Ainsi en traitant chaque segment de la poutre indépendamment, nous pouvons par intégration remonter aux caractéristiques complètes de celle-ci. Considérons donc un segment de la poutre de longueur dx . Nous faisons l'équilibre des forces selon l'axe y , sur l'élément de poutre considéré sur la Figure 7, ce qui nous permet d'écrire :

$$V - \left(V + \frac{\partial V}{\partial x} \cdot dx \right) - \rho \cdot S \cdot dx \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0 \quad \text{Équation 17}$$

Ensuite, nous posons l'équation d'équilibre des moments du segment de la poutre en exprimant la somme des moments autour de l'axe z , qui doit être nulle à l'équilibre :

$$-Vdx + \frac{\partial M}{\partial x} dx = 0 \quad \text{Équation 18}$$

Il en découle par simplification de la précédente équation que :

$$V \approx \frac{\partial M}{\partial x} \quad \text{Équation 19}$$

Ensuite, nous exprimons le moment d'inertie en fonction de ses dérivées, issue de la théorie de vibration des poutres en flexion [27] :

$$M = E \cdot I \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} \quad \text{Équation 20}$$

E est le module d'élasticité ou module d'Young de la poutre, I est le moment quadratique de la poutre en flexion de section rectangulaire. En combinant l'Équation 17, l'Équation 19 et l'Équation 20, et en posant que ni E ni I ne varient en fonction de y , nous obtenons l'équation suivante :

$$\frac{\partial^4 y}{\partial x^4} = -\frac{1}{a^2} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} \quad \text{avec } a = \sqrt{\frac{E \cdot I}{\rho \cdot S}} \quad \text{Équation 21}$$

En partant du principe que y dépend du temps, nous pouvons aussi écrire l'Équation 21 comme suit :

$$\frac{\partial^4 y}{\partial x^4} - k^4 \cdot y = 0 \text{ avec } k = \sqrt{\frac{\omega}{a}} \quad \text{Équation 22}$$

La solution générale de l'Équation 22 peut s'écrire sous la forme :

$$y(x,t) = C_1 \cdot \sin(k \cdot x) + C_2 \cdot \cos(k \cdot x) + C_3 \cdot \sinh(k \cdot x) + C_4 \cdot \cosh(k \cdot x) \quad \text{Équation 23}$$

L'Équation 23 décrit la position de la poutre à tout instant selon la direction y , et ce en fonction de la position x le long de la poutre. Nous trouvons souvent l'Équation 23 sous la forme :

$$y = C_1 (\cos kx + \cosh kx) + C_2 (\cos kx - \cosh kx) + C_3 (\sin kx + \sinh kx) + C_4 (\sin kx - \sinh kx) \quad \text{Équation 24}$$

Les constantes d'intégration C_1 à C_4 sont à déterminer en fonction des conditions aux limites que nous fixons aux extrémités de la poutre.

Dans le cadre d'une poutre bi-encastée, les quatre conditions aux limites sont les suivantes :

- Pas de mouvement possible selon l'axe y à l'extrémité gauche de la poutre, soit $y(x=0)=0$ dans l'Équation 27, ce qui aboutit alors à $C_1 = 0$.
- Vitesse nulle à l'extrémité gauche de la poutre, soit $\dot{y}(x=0)=0$ injectée dans la dérivée seconde par rapport au temps de l'Équation 24, ce qui aboutit à $C_3 = 0$.
- Pas de mouvement possible selon l'axe y à l'extrémité droite de la poutre, soit $y(x=L)=0$ dans l'Équation 27, ce qui aboutit alors à :

$$C_2 (\cos kL - \cosh kL) + C_4 (\sin kL - \sinh kL) = 0 \quad \text{Équation 25}$$

- Vitesse nulle à l'extrémité droite de la poutre, soit $\dot{y}(x=L)=0$ injectée dans la dérivée seconde par rapport au temps de l'Équation 24, ce qui aboutit à :

$$C_2 (\sin kL + \sinh kL) + C_4 (-\cos kL + \cosh kL) = 0 \quad \text{Équation 26}$$

En combinant l'Équation 25 et l'Équation 26, nous obtenons :

$$\cos(k_n \cdot L) \cdot \cosh(k_n \cdot L) = 1 \quad \text{Équation 27}$$

Les solutions de l'Équation 27 déterminent alors les modes de vibration de la poutre bi-encastée à section rectangulaire. Le tableau suivant récapitule les cinq premières solutions de l'Équation 27 :

$k_0 \cdot L$	$k_1 \cdot L$	$k_2 \cdot L$	$k_3 \cdot L$	$k_4 \cdot L$
0	4.730	7.853	10.996	14.137

Tableau 1 : Solutions de l'Équation 27 pour les cinq premiers modes de vibration d'une poutre bi encastée à section rectangulaire

Si nous remplaçons k_n par $\sqrt{\omega/a}$ comme proposé dans l'Équation 22 tout en remplaçant également a par sa valeur exprimée dans l'Équation 21 nous aboutissons à :

$$\omega = k_n^2 \cdot \sqrt{\frac{E \cdot I}{\rho \cdot S}} \quad \text{Équation 28}$$

Cette équation décrit la pulsation donc la fréquence de résonance ($f = \omega/2\pi$) pour chaque mode de vibration de la poutre bi-encastree. Ainsi en injectant les solutions du Tableau 1 dans l'Équation 28, nous obtenons l'expression de la fréquence de résonance du premier mode :

$$f_1 = 1.028 \cdot \left(\frac{w}{L^2}\right) \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad \text{Équation 29}$$

De même, nous pouvons déterminer le deuxième et troisième mode résonance :

$$f_2 = 2.833 \cdot \left(\frac{w}{L^2}\right) \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad \text{Équation 30}$$

$$f_3 = 5.555 \cdot \left(\frac{w}{L^2}\right) \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad \text{Équation 31}$$

L'expression des fréquences de résonance de la poutre est composée de deux catégories de paramètres :

- Les paramètres dimensionnels : largeur de la poutre w et longueur de la poutre L .
- Les paramètres matériaux : module d'Young E et densité ρ .

Nous pouvons alors jouer sur les différents paramètres afin de déterminer précisément la fréquence de résonance souhaitée pour une application donnée.

L'expression de fréquence de résonance est couramment utilisée pour le dimensionnement de poutres résonantes. Néanmoins, cette expression ne permet que d'estimer la fréquence. Par exemple, le groupe de C.T.C. Nguyen présente les résultats de mesure d'une poutre bi-encastree en silicium poly-cristallin dans [28], dont les caractéristiques sont les suivantes : $L = 14 \mu m$, $w = 2 \mu m$, $E = 150 GPa$ et $\rho = 2330 kg/m^3$. Son premier mode de résonance est mesuré à $54.2 MHz$. Si nous faisons l'application numérique en injectant les valeurs de la publication dans l'Équation 29, nous trouvons une fréquence de résonance calculée de $64.4 MHz$. La fréquence de résonance mesurée est nettement plus basse que celle calculée. Cela s'explique par le fait que l'expression analytique ne prend pas en compte l'effet de la polarisation sur la fréquence de résonance. En effet, la poutre de [28] a été mesurée à une tension de polarisation de $V_{dc} = 35 V$, ce qui a pour effet d'abaisser la rigidité globale de la structure, et par conséquent d'abaisser également sa fréquence de résonance (§2.3.5).

Il faut alors envisager de prendre en compte cet aspect dans la formule analytique afin de mieux prédire les fréquences de résonance. Ainsi, pour une poutre bi-encastree, l'expression de la fréquence de résonance qui prend en compte la polarisation [29] s'écrit :

$$f_1 = 1.028 \cdot \left(\frac{w}{L^2}\right) \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \cdot \sqrt{(1 - g(V_{dc}))} \quad \text{Équation 32}$$

La fréquence de résonance de L'Équation 32 prend en compte la polarisation par le biais de la fonction $g(V_{dc})$ qui agit comme une rigidité négative de la structure.

Nous trouvons également dans la littérature des démonstrateurs utilisant les modes de vibration plus élevés que le premier mode de flexion des poutres, comme par exemple dans [30], issue des travaux du groupe de C. T.C Nguyen. Le schéma ci-dessous montre une poutre en flexion fonctionnant dans son deuxième et troisième mode de vibration.

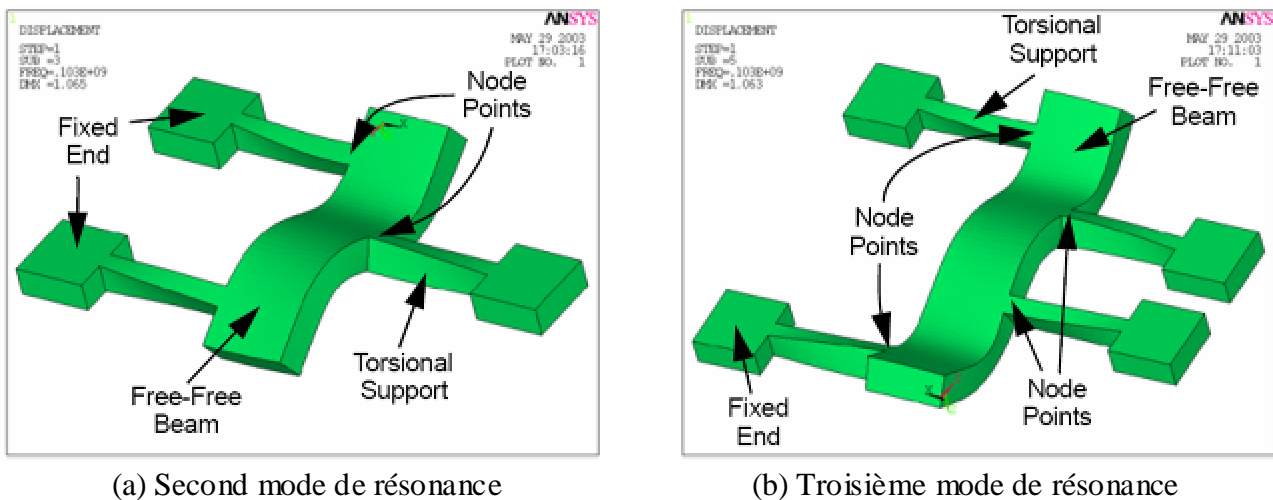


Figure 8 : Simulations Ansys montrant à gauche le second (a) et à droite le troisième (b) mode de vibration d'une poutre en flexion (issu de [30])

Les illustrations issues de [30] sont le résultat de simulations par éléments finis réalisées à l'aide du logiciel Ansys. Nous pouvons constater sur les schémas que les auteurs n'ont pas choisi d'encastrer les poutres aux extrémités, mais plutôt aux points nodaux de vibration, le but étant d'améliorer le facteur de qualité de la structure en réduisant les pertes aux ancrages (§1.3.4.2.).

La poutre d'étude du deuxième mode de vibration de [30] est en silicium poly-cristallin et présente les caractéristiques suivantes : $L = 20.3 \mu m$, $w = 2.1 \mu m$, $E = 150 GPa$ et $\rho = 2330 kg/m^3$. La fréquence de résonance mesurée sous 40 V de polarisation est de 101.3 MHz au lieu de 115.8 MHz obtenu en faisant le calcul analytique à partir de l'Équation 30. De même que précédemment, la différence entre les deux valeurs est liée au fait que la forte tension de polarisation abaisse la fréquence de résonance ; ce qui est vrai pour tous les modes.

La poutre d'étude du troisième mode de vibration de [30] présente les caractéristiques suivantes : $L = 28.4 \mu m$, $w = 2.1 \mu m$, $E = 150 GPa$ et $\rho = 2330 kg/m^3$. La fréquence de résonance mesurée sous 40 V de polarisation est de 102.1 MHz contre 116.0 MHz si nous faisons le calcul analytique à partir de l'Équation 31.

En conclusion, les modes de résonance des résonateurs à modes de flexion peuvent être décrits précisément par des formules analytiques, sur le plan mécanique. L'effet de la polarisation n'est pas négligeable sur la fréquence de résonance des différents modes d'une poutre, comme nous l'avons vu par l'étude de [30]. Nous

pouvons cependant prendre en compte l'effet de la polarisation. Nous avons étudié le résonateur à modes de flexion le plus courant dans la littérature. Il en existe bien d'autres ayant un intérêt certain : nous en évoquerons quelques uns dans le §1.3.6.

1.3.5.2 Etat de l'art

Type	Performances					Matériau, Intégration & Packaging
	f (MHz)	Q	$f \cdot Q$ (10^9)	R_m (k Ω)	TCf (ppm/°C)	
Résonateur à peignes HP [31] 1998	0.083	13300	1.1	---	-3.8	Matériau : Nickel Design compensé en T° Entrefer : 1.5 μm
Poutre bi-encastree HP [28] 1999	54	900	47	4	-12.5	Matériau : PolySi Entrefer : 150 nm
Poutre libre-libre HP [28] 1999	50 92	8673 7450	434 671	9.7 ---	-16.7 ---	Matériau : PolySi Entrefer : 150 nm
Poutre bi-encastree DP [32] 2000	10	10300	103	---	-2.9	Matériau : PolySi Design compensé en T° Entrefer : 100 nm
Poutre bi-encastree HP [33] 2002	10	4000	40	---	-0.24	Matériau : PolySi Compensé en T° Entrefer : 100 nm
Poutre bi-encastree DP [34] 2002	9.8	2400	24	178 283	---	Matériau : PolySi Entrefer : variable de 200 à 400 nm
Poutre bi-encastree HP [35] 2002	4.2	2071	8.7	56	---	Matériau : PolyDiamant Entrefer : 400 nm
Poutre bi-encastree DP [36] 2003	0.08 3.2	74000 4500	6 14	---	---	Matériau : MonoSi Procédé HARPSS Entrefer : 80 nm
Poutre libre-libre HP [30] 2003	101	11500	1162	42	---	Matériau : PolySi Entrefer : 103 nm
Poutre bi-encastree DP [37] 2004	7.9 15.9	5400 1800	43 29	---	---	Matériau : MonoSi Substrat SOI, entrefer gravé Entrefer : 130 nm
Double poutre bi-encastree DP [38] 2004	24	4800	115	---	-85	Matériau : PolySiGe Réduction de l'entrefer par les contraintes compressives Entrefer : 100 nm
Poutre encastree-libre DP [39] 2006	1.5	8000	12	---	---	Matériau : PolySi Détection ampl par co-intégration avec MOS
Double poutre bi-encastree DP [40] 2007	1	22000	22	---	-0.2	Matériau : MonoSi Procédé compensé en T° Entrefer : ---
Double poutre libre-libre DP [41] 2006	5.5	103k	567	10	-0.39	Matériau : MonoSi Compensé en T° Entrefer : ---

Tableau 2 : Tableau de comparaison de différents résonateurs électromécaniques à modes de flexion issus de l'état de l'art (HP = flexion Hors Plan, DP = flexion Dans le Plan)

Les résonateurs à modes de flexion ont été les premiers à apparaître dans la littérature, principalement du fait de leur simplicité au niveau de la mécanique et de la réalisation technologique. Le Tableau 2 propose une comparaison des résonateurs que nous considérons parmi les plus représentatifs de l'état de l'art, en fonction de différents critères de comparaison : la fréquence de fonctionnement, le facteur de qualité, la résistance motionnelle, le type d'ancrage, la taille de l'entrefer, le matériau constituant le résonateur, les dérives en température ou encore la technologie utilisée.

1.3.5.2.1 Performances

Au niveau des performances, le Tableau 2 montre que le facteur de mérite $f \cdot Q$ se situe entre 6.10^9 et 1162.10^9 pour les résonateurs les plus performants. Quant aux fréquences de résonance correspondantes, elles vont de 0.083 MHz [31] à 101 MHz [30] pour les plus hautes fréquences sur les modes fondamentaux de résonance. Les fréquences de résonance sont donc limitées à la centaine de MHz pour ces composants. Cela s'explique principalement par le fait que la fréquence de résonance, dont l'expression analytique est donnée dans l'Équation 29 pour une poutre bi-encastree, dépend des paramètres matériaux et des dimensions des structures. Une fois le matériau choisi, il ne reste plus que la possibilité de diminuer les dimensions des résonateurs pour augmenter la fréquence de résonance fondamentale. Si théoriquement nous pouvons atteindre des hautes fréquences de résonance avec les modes de flexion, il n'en reste pas moins que les difficultés technologiques liées à cette réduction de dimensions (photolithographie, entrefer, faible surface de détection) impliquent une limite dans la taille des poutres vibrantes issues de l'état de l'art. Outre cette première conséquence, les facteurs de qualité baissent également avec la réduction de taille des dispositifs. Pour toutes ces raisons, la fréquence de travail des résonateurs à modes de flexion reste généralement en dessous de 100 MHz pour ce type de composant, comme le reflète l'état de l'art ci-dessus.

1.3.5.2.2 Pertes aux ancrages

Le Tableau 2 présente des résonateurs ayant différents types d'ancrage. Les ancrages constituent un élément très important pour les résonateurs, comme expliqué dans le §1.3.4.2. Afin de minimiser les pertes générées, nous les plaçons généralement aux nœuds de vibration et nous nous attachons à les faire les plus petits possibles. Dans les résonateurs de l'état de l'art, les poutres bi-encastrees les plus anciennes [28] avaient été préférées pour leur simplicité, au détriment des pertes liées à leurs ancrages. Le Tableau 2 montre que les meilleures performances avec des poutres bi-encastrees [38] sont 115.10^9 pour ce qui est du facteur de mérite $f \cdot Q$. Afin de repousser la limite liée aux pertes aux ancrages de la poutre bi-encastree, nous trouvons dans l'état de l'art des ancrages placés plus stratégiquement le long de la poutre à des nœuds de vibration : nous parlons de poutre libre-libre comme par exemple dans [30]. L'amélioration des performances est très visible au niveau du $f \cdot Q$, puisque nous atteignons jusqu'à 1162.10^9 soit dix fois

plus. L'intérêt du positionnement des ancrages pour l'amélioration des performances à travers le facteur de qualité est donc bien démontré dans l'état de l'art.

1.3.5.2.3 Matériaux

Le Tableau 2 présente les différents matériaux utilisés pour l'élément résonant. Le choix du matériau est important pour le résonateur. D'une part, les paramètres matériaux tels que la densité et le module d'Young entrent en compte dans la fréquence de résonance. D'autre part, la qualité du matériau en termes de pureté ou de contraintes résiduelles est importante à prendre en compte afin d'assurer un minimum de baisse des performances (fréquence, énergie, variation en température...). Le choix du matériau a initialement plus été dicté par les contraintes technologiques que par les qualités du matériau lui-même. Par exemple, il était à l'origine plus facile de faire un résonateur en silicium poly-cristallin qu'en silicium monocristallin. Ainsi, dans le Tableau 2, les résonateurs des années 1999 jusqu'à 2002 sont en silicium poly-cristallin [28,34]. A partir de là, nous trouvons les premiers dispositifs en silicium monocristallin [36], ou même avec des matériaux moins conventionnels aux très bonnes performances mécaniques, comme le diamant polycristallin [35]. Aujourd'hui, la grande majorité des résonateurs est en silicium monocristallin, qui est un matériau ayant de bonnes propriétés mécaniques (faibles contraintes résiduelles, forte rigidité), et couramment utilisé en microélectronique.

1.3.5.2.4 Technologie

Au niveau de la technologie, le Tableau 2 présente des résonateurs fabriqués sur un intervalle de temps de plus de huit ans. Durant ce laps de temps, l'amélioration des technologies de la microélectronique avec notamment l'apparition des substrats de type Silicon On Insulator (SOI), a grandement facilité le choix du silicium monocristallin comme matériau pour l'élément résonant.

En plus d'influer sur le choix du matériau, les évolutions technologiques vont petit à petit permettre l'obtention d'entrefers nanométriques, permettant la fabrication de résonateurs aux performances de tout premier ordre. La résistance motionnelle sera par exemple directement impactée par l'accès à des entrefers plus petits de que 100 nm ... Ainsi, jusqu'en 2000, les résonateurs fonctionnaient hors plan et l'entrefers était défini par une couche sacrificielle déposée pour pouvoir atteindre des tailles autour de 150 nm [28]. A partir de là, les résonateurs fonctionnant dans le plan ont fait leur apparition. En 2003, le procédé HARPSS [36] a permis de fabriquer des résonateurs en silicium monocristallin fonctionnant dans le plan, et présentant des entrefers inférieurs à 100 nm . Aujourd'hui, la grande majorité des résonateurs sont en silicium monocristallin et fonctionnent dans le plan car la flexibilité de design est bien supérieure : les dimensions qui jouent sur la fréquence de résonance sont définies par photolithographie et non par l'épaisseur d'une couche unique commune à tous les dispositifs d'une même plaque. Nous pouvons avoir deux électrodes au lieu d'une, ou encore coupler différents résonateurs comme c'est le cas des doubles poutres de [38,40], par

exemple. Nous voyons même apparaître dès 2004 des résonateurs dont l'entrefer atteint 130 nm malgré une réalisation par gravure [37]. Les entrefers ultimes restent cependant plus facilement réalisables à partir du dépôt d'une couche sacrificielle ; nous atteignons par exemple avec un résonateur de type lame fonctionnant dans le plan, un entrefer de seulement 20 nm dans [42], obtenu grâce à une couche sacrificielle en oxyde de silicium.

Enfin, les technologies MEMS permettant la fabrication des résonateurs sont aujourd'hui suffisamment matures pour que les composants soient industrialisés et produits en masse par certaines start-up (§1.2.1).

1.3.5.2.5 Comportement en température

Dans le cadre de l'application d'oscillateur de référence, il est important de s'intéresser au comportement des résonateurs en fonction de la température. En effet, les spécifications en température inhérentes à la réalisation d'un oscillateur sont de l'ordre de quelques parties par million (ppm). Une compensation en température de nos résonateurs est alors nécessaire pour répondre au cahier des charges.

Les variations de la fréquence de résonance en fonction de la température peuvent être compensées par plusieurs méthodes : par action sur la géométrie du résonateur (design), par action sur les matériaux (procédés), ou par action sur la tension de polarisation (électrique). Nous n'évoquerons pas ici les compensations possibles au niveau de l'électronique dans le cas d'un oscillateur à base de MEMS, car cela n'intervient pas au niveau du résonateur directement. Le coefficient permettant de quantifier les performances en termes de variation de fréquence en température est noté TCf et est exprimé en $ppm/^{\circ}C$. Ce coefficient dépend au premier ordre de la variation de module d'Young du matériau constituant le résonateur, et au deuxième ordre des variations de contraintes et dilatations du résonateur.

En ce qui concerne la compensation par géométrie, les publications [31,32], reportées dans le Tableau 2, proposent une astucieuse compensation par induction de contraintes en tension dans le résonateur, qui s'opposent aux contraintes en compression générées par une augmentation de température. Cela permet de réduire le TCf des résonateurs d'un facteur dix : nous passons d'un TCf initial de l'ordre de $-30\text{ ppm}/^{\circ}C$, ce qui constitue une valeur moyenne pour tout résonateur en silicium sans aucune compensation, à $-3\text{ ppm}/^{\circ}C$. Ce type de compensation par géométrie reste limité car il faut que le matériau constituant le substrat soit différent de celui constituant le résonateur. Or, le plus souvent le substrat est en silicium monocristallin, tout comme le résonateur. De plus, la compensation fonctionne en jouant sur les contraintes dans le résonateur ; or nous avons bien souvent du mal à contrôler avec précision ces contraintes. Enfin, ce type de compensation a été démontré pour une poutre bi-encastrée mais s'adapterait difficilement à un autre type de résonateur.

Il est possible de compenser les dérives en température par la technologie et les procédés. En effet, la publication [40], issue du Tableau 2, propose un résonateur de type poutre bi-encastrée compensé en température grâce à l'utilisation d'un matériau composite. L'idée repose sur le fait que la grande majorité de

la dérive en température est liée à la variation du module d'Young (notée TCE) du matériau constituant le résonateur. Ainsi, par exemple, dans le cas de [40] où le résonateur est en silicium monocristallin, le TCE du silicium qui vaut $-67 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ est quasiment responsable à part entière du TCf final du résonateur. Nous pouvons alors imaginer remplacer le silicium structural par un matériau composite constitué de silicium, ainsi que d'un matériau dont le TCE est positif, par exemple le SiO_2 qui a un TCE positif de l'ordre de $+185 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$. De ce fait, en recouvrant leur poutre en silicium d'une épaisseur de SiO_2 bien définie, les auteurs de [40] ont réussi à réduire le TCf de leur résonateur de $-27.3 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ sans enrobage de SiO_2 , à $-0.2 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ avec enrobage optimal de SiO_2 . Cette compensation, bien que très efficace, présente cependant quelques inconvénients. D'une part, le passage d'un matériau unique à un matériau composite dégrade les performances mécaniques du résonateur. D'autre part, la méthode peut nécessiter l'ajout de quantités de SiO_2 très conséquentes selon le résonateur considéré, pouvant poser des problèmes de réalisation technologique.

Nous avons vu précédemment que la fréquence de résonance des résonateurs électromécaniques est sensible à la tension de polarisation (Équation 32) : nous parlons alors de tuning électrostatique. Il est cependant possible d'envisager l'utilisation de la tension électrostatique pour faire une compensation de la fréquence en température.

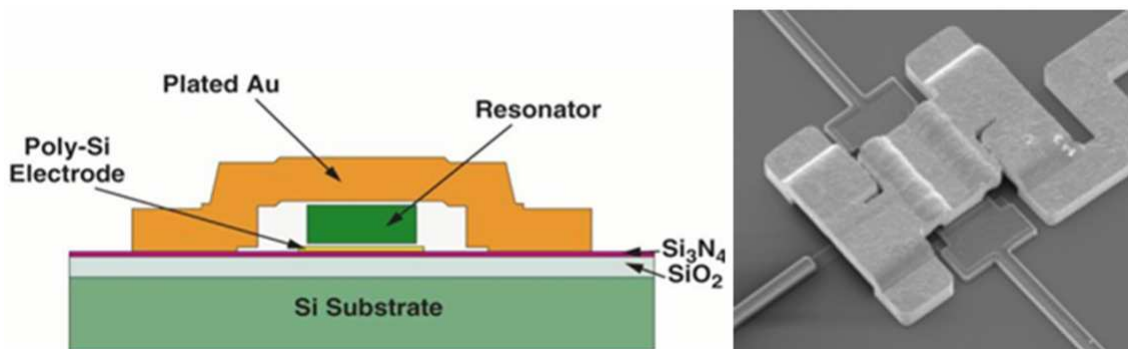


Figure 9 : Empilement technologique et photographie MEB d'une poutre bi-encastree fonctionnant hors plan, compensée en température par l'ajout d'une électrode au dessus du résonateur (issu de [33])

C'est ce qui a été proposé dans [33] où les auteurs ont ajouté une électrode de polarisation en Au au dessus du résonateur en silicium poly-cristallin. Ainsi, lors de variations de température, la dilatation de l'électrode en Au est différente de celle du résonateur, ce qui joue sur l'entrefer d'air entre l'électrode et le résonateur. Par conséquent, la force électrostatique liée à l'électrode change, impactant de surcroît la rigidité électrique du résonateur. Après la réalisation d'une forme adaptée de l'électrode du dessus et un bon ajustement de la tension de polarisation initiale, nous observons une compensation en température grâce à cette nouvelle électrode. La méthode de compensation s'avère astucieuse et fonctionne bien, puisque les auteurs de [33] sont passés d'un TCf de $-16 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ à $-0.24 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ après ajout de l'électrode de compensation. Les inconvénients de cette méthode résident dans la plus grande complexité de la technologie de réalisation du

dispositif, et dans l'utilisation d'un matériau différent du résonateur (ici l' Au , qui est un matériau non conventionnel en microélectronique).

1.3.5.2.6 Bilan

Les résonateurs à modes de flexion sont limités en termes de performances (fréquence et facteur de qualité), principalement du fait de leur faible rigidité mécanique. Ainsi, dès les années 2000, une nouvelle catégorie de résonateurs dits à ondes de volume a fait son apparition. Ces résonateurs sont plus rigides, donc atteignent de meilleures performances. Ils sont étudiés dans le §1.3.6.

Quant aux dérives en température, les résonateurs présentent des TCf trop élevés pour l'application d'oscillateur de référence. Il existe cependant des méthodes pour permettre de réduire le TCf des résonateurs à modes de flexion : la compensation utilisant un matériau composite est probablement la plus adaptable à des résonateurs fabriqués au plus proche des transistors, dans une optique de co-intégration où seuls les matériaux front-end sont envisageables. Notons cependant que cette solution peut engendrer baisse du facteur de qualité, remettant alors en cause son intérêt en cas de trop forte augmentation des pertes.

Pour cette dernière raison, nous estimons que l'étude des résonateurs à modes de flexion garde tout son intérêt, même si les structures à ondes de volume sont à explorer pour espérer gagner en performances.

1.3.6 Résonateurs à ondes de volume

Nous venons de faire l'état de l'art des résonateurs à modes de flexion. Or, afin d'améliorer les performances, l'état de l'art propose une grande variété d'autres types de résonateurs, comme les plaques, les disques ou les barreaux. Ces derniers sont regroupés sous le nom de « résonateurs à ondes de volume », du fait qu'ils ne fonctionnent pas selon des modes de flexion, comme c'était le cas des poutres étudiées précédemment.

1.3.6.1 Modes de résonance

1.3.6.1.1 Disques

Nous proposons de calculer les modes de résonance de quelques résonateurs à ondes de volume les plus courants. Commençons par les résonateurs de type disque, tels que schématisés sur la Figure 10. Ce composant possède deux modes de vibration dans le plan présentant un fort intérêt : le mode extensionnel et le mode elliptique.

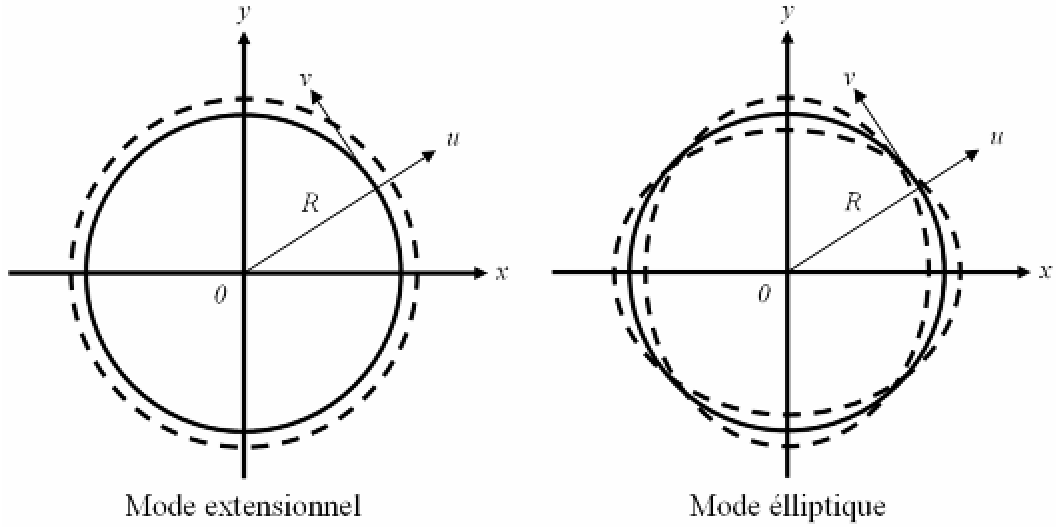


Figure 10 : Schéma bidimensionnel de deux disques à mode de vibration extensionnel (gauche) et elliptique (droite)

Nous considérons que le disque vibre selon sa circonférence, nous parlons de mode dit extensionnel, ou mode radial de contour. En faisant l'hypothèse qu'au premier ordre l'épaisseur et les ancrages physiques ont un effet négligeable, la fréquence de résonance peut être déterminée en trouvant une solution numérique du système d'équation suivant, issu de [43] :

$$\frac{J_0(\zeta/\xi)}{J_1(\zeta/\xi)} = 1 - \nu \quad \text{Équation 33}$$

Avec :

$$\zeta = 2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot R \cdot \sqrt{\frac{\rho \cdot (2 + 2 \cdot \nu)}{E}} \quad \text{Équation 34}$$

Et :

$$\xi = \sqrt{\frac{2}{1 - \nu}} \quad \text{Équation 35}$$

R est le rayon du disque, E est le module d'Young, ν le coefficient de Poisson, ρ la densité du matériau vibrant et J_n la fonction de Bessel de première espèce d'ordre n . La fréquence de résonance est alors déduite par insertion de l'Équation 34 dans l'Équation 33, et l'Équation 35 dans l'Équation 33 [43], ce qui donne :

$$f_{disq\ ext} = \frac{\alpha}{R} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad \text{Équation 36}$$

α est un paramètre dépendant du coefficient de Poisson et du mode de résonance. Pour un disque en mode extensionnel, $\alpha = 0.342$ pour du silicium poly-cristallin selon [44]. Notons que la fréquence de résonance dépend de deux paramètres : les dimensions de la structure via le rayon, et les propriétés matériaux via la densité et le module d'Young. Si nous souhaitons par exemple obtenir des fréquences de résonance élevées,

il faut soit améliorer l'aspect matériau en choisissant par exemple des matériaux à fort module d'Young, tel que le diamant [51] ou du silicium monocristallin au lieu de poly-cristallin, soit diminuer la taille du disque. La diminution de la taille du disque est cependant vite limitée par la détection. En effet, plus le disque est petit et moins nous avons de surface en regard entre le résonateur et les électrodes. Ainsi, nous choisissons de travailler uniquement avec du silicium monocristallin afin d'assurer les meilleures performances possibles, tout en conservant un matériau conventionnel de la microélectronique.

Enfin, nous proposons maintenant de déterminer la fréquence de résonance du mode elliptique du même disque. La formule de la fréquence de résonance de ce mode, dont les calculs sont détaillés dans [45] s'écrit :

$$f_{disq\,ellipt} = \frac{k_2}{2 \cdot \pi \cdot R} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho \cdot (1 - \nu^2)}} \quad \text{Équation 37}$$

k_2 est un coefficient lié au mode et au matériau. Il vaut 1.4082 dans le cadre du mode elliptique pour un disque en silicium monocristallin (orientation $\langle 100 \rangle$). ν est le coefficient de Poisson du matériau constituant le disque : il vaut 0.279 dans le cadre du silicium monocristallin (orientation $\langle 100 \rangle$). L'Équation 37, donnant la fréquence de résonance du mode elliptique est très proche de celle du mode extensionnel. La fréquence est inversement proportionnelle au rayon et dépend des mêmes paramètres matériaux. La nuance se fait principalement au niveau du coefficient de mode. En pratique, nous pouvons utiliser les deux modes de vibration pour faire des résonateurs. La différence majeure entre les deux types se situe plutôt au niveau des nœuds de vibration. Le disque en mode extensionnel n'a qu'un seul nœud de vibration situé en son centre, alors que le disque en mode elliptique présente en plus quatre nœuds de vibrations sur sa périphérie, situés aux quatre points cardinaux. La différence pouvant faire pencher la balance pour le choix de l'un ou l'autre des modes de résonance se situe plus au niveau de la technologie, qui s'avère plus compliquée pour l'ancrage central. Nous donnerons quelques exemples et plus d'explications sur les avantages et inconvénients de chaque composant dans le §1.3.6.2.

1.3.6.1.2 Plaques

Les résonateurs de type plaque carrée sont également souvent utilisés dans la littérature. La Figure 11 ci-dessous schématise deux résonateurs de type plaque carrée avec, comme pour les disques, deux modes principaux de vibration utilisés, le mode extensionnel, et le mode dit de « Lamé » assez similaire au mode elliptique du disque.

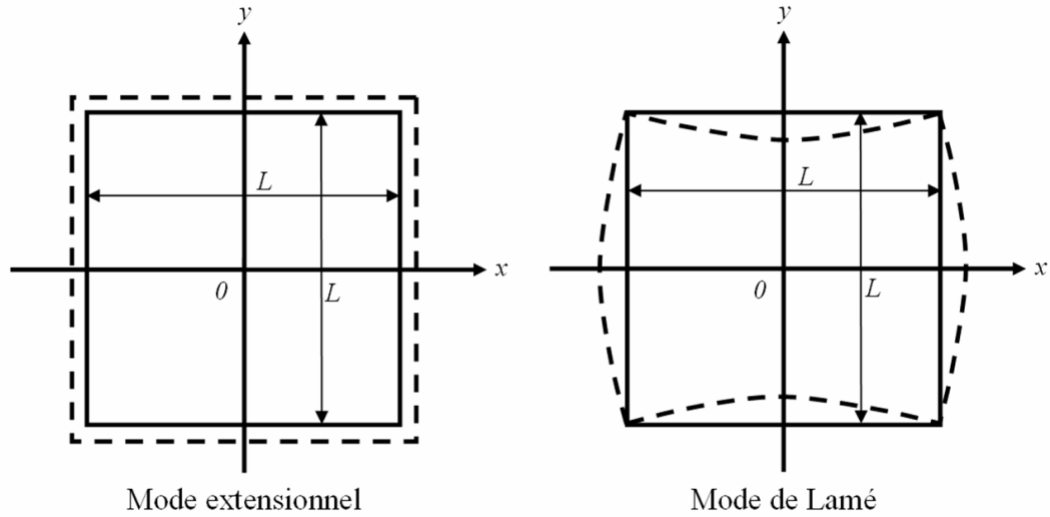


Figure 11 : Schéma bidimensionnel de deux plaques carrées à mode de vibration extensionnel (gauche) et de Lamé (droite)

Nous définissons la fréquence de résonance du mode extensionnel. La formule de la fréquence de résonance de ce mode, dont les calculs sont détaillés dans [46], s'écrit :

$$f_{plq\,ext} = \frac{1}{2 \cdot L} \cdot \sqrt{\frac{Y_{2D}}{\rho}} \quad \text{Équation 38}$$

L est la longueur de la plaque, tandis que Y_{2D} correspond au module d'Young effectif prenant en compte l'anisotropie du silicium monocristallin. Y_{2D} est défini tel que :

$$Y_{2D} = C_{11} + C_{12} - \frac{2 \cdot C_{12}^2}{C_{11}} \quad \text{Équation 39}$$

Les coefficients C_{xy} sont contenus dans la matrice d'élasticité du matériau constituant le résonateur. Si le matériau est isotrope, le coefficient Y_{2D} est réduit au module d'Young du matériau. La formule obtenue pour la fréquence de résonance est également assez similaire à celle du mode extensionnel des disques. D'une part, les paramètres matériaux sont pris en compte à la puissance un demi, et d'autre part, la fréquence de résonance est inversement proportionnelle au côté de la plaque. La seule différence réside dans le fait que l'Équation 38 définit un module d'Young bidimensionnel pour prendre en compte l'anisotropie du matériau constituant le résonateur, ce qui n'est pas le cas pour les disques, pour lesquels nous aurions pu également en tenir compte.

De même que les disques présentent un mode elliptique, les plaques présentent un mode de même type dit de Lamé, explicité sur la Figure 11. La formule de la fréquence de résonance de ce mode, dont les calculs sont détaillés dans [47], s'écrit :

$$f_{plq\,Lamé} = \frac{1}{2 \cdot L} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho \cdot (1 + \nu)}} \quad \text{Équation 40}$$

La fréquence de résonance de la plaque en mode de Lamé est peu différente de celle de la plaque en mode extensionnel. Seul un facteur lié au coefficient de Poisson les différencie.

L'intérêt du choix de l'un ou l'autre des dispositifs est donc principalement lié à la façon dont les ancrages vont influencer sur les pertes, qui sont plus ou moins marquées selon le mode.

1.3.6.1.3 Barreaux (SiBars)

Nous trouvons aussi dans l'état de l'art des structures ayant des modes proches de ceux évoqués précédemment, qui peuvent présenter certains avantages par rapport aux résonateurs précédents. Parmi eux nous recensons les structures dites « barreau à mode longitudinal », schématisées sur la Figure 12 :

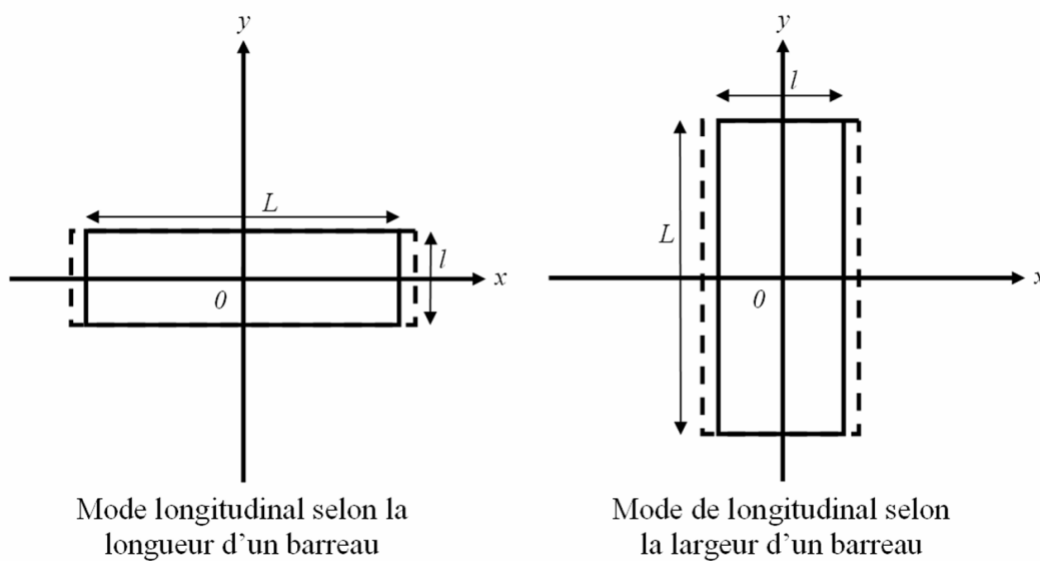


Figure 12 : Schéma bidimensionnel d'un barreau à mode longitudinal selon la longueur (gauche) et à mode longitudinal selon la largeur (droite)

La formule de la fréquence de résonance du mode longitudinal est la même pour les deux schémas et s'écrit selon [48] et [49] :

$$f_{Bar\ long} = \frac{1}{2 \cdot L} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \quad \text{Équation 41}$$

La formule de la fréquence de résonance du barreau en mode longitudinal est identique à celle de la plaque en mode extensionnel. Cela peut se comprendre par le fait que la plaque est un cas particulier du barreau ayant les côtés identiques en taille. Notons que le barreau présente une striction moins visible que pour la plaque, du fait de ses plus petites dimensions. Nous comparerons les avantages des barreaux par rapport aux plaques dans le §1.3.7.

1.3.6.2 Etat de l'art

Type	Performances				Matériau, Intégration & Packaging
	f (MHz)	Q	$f \cdot Q$ (10 ⁹)	R_m (k Ω)	
Disque extension [50] 2000	156	9400	1466	---	Matériau : PolySi Entrefer : 100 nm
Disque extension [51] 2004	1507	11555	17413	1021	Matériau : PolyDiamant Entrefer : 90 nm
Disque elliptique [45] [52] 2004	149.3	45700	6823	43	Matériau : MonoSi Entrefer : 160 nm
Poutre longit. [48] 2002	14.7	170k	2499	590	Matériau : MonoSi Entrefer : 95 nm
Plaque extension [46] 2003	13.1	130k	1703	4.47	Matériau : MonoSi Entrefer : 750 nm
Plaque Lamé [53] 2005	173	9300 (Air)	1609	18k	Matériau : PolySiC Entrefer : 195 nm
SiBar [54] 2006	103	92000	9476	50	Matériau : MonoSi Entrefer : 210 nm
SiBar [55] [56] 2007	86 138	77000 64300	6622 8873	17.1 1.2	Matériau : MonoSi Entrefer : 170 nm
Anneau elliptique [57] 03 [58] 08	426 1520	7700 2800	3280 4256	176 792	Matériau : PolySi Entrefer : 65 – 85 nm
Anneau contour [59] 2004	72.1 928.5	48048 2995	3463 2781	12.8 ---	Matériau : PolySi Entrefer : 100 nm

Tableau 3 : Tableau de comparaison de différents résonateurs électromécaniques à ondes de volume issus de l'état de l'art

Le Tableau 3 propose un comparatif de différents résonateurs à ondes de volume jugés parmi les plus représentatifs de l'état de l'art. La littérature est très fournie au niveau de ce type de dispositifs. Cela s'explique en partie par la grande diversité de formes possibles pour les résonateurs à ondes de volume, avec pour chaque design, différents modes possibles de résonance, rendant les dispositifs de plus en plus performants et donc très attractifs. Notons que tous les résonateurs présentés dans le Tableau 3 fonctionnent dans le plan, d'où l'intérêt d'utiliser également des résonateurs à modes de flexion avec des technologies dans le plan, rendant ainsi compatible la fabrication collective de l'un et l'autre des composants.

1.3.6.2.1 Performances

Concernant les facteurs de mérite $f \cdot Q$, le résonateur du Tableau 3 possédant le $f \cdot Q$ le plus bas est celui de [50], avec $1\,466 \cdot 10^9$: c'est l'un des premiers résonateurs à ondes de volume publié. Cette valeur est déjà plus de 25 % supérieure au meilleur facteur de mérite des résonateurs à modes de flexion présentés dans le Tableau 2, relevé à $1\,162 \cdot 10^9$ dans [30]. L'intérêt du passage des résonateurs à modes de flexion aux

résonateurs à ondes de volume est donc fort quant à l'amélioration des performances. Le résonateur ayant le meilleur facteur $f \cdot Q$ du Tableau 3, est donné dans [51] avec une valeur de $17\,413.10^9$ sur un résonateur au matériau non conventionnel (diamant poly-cristallin), soit près de quinze fois plus haut que les meilleurs résonateurs à modes de flexion. Si nous considérons uniquement des matériaux plus conventionnels comme le silicium monocristallin en regardant dans le Tableau 3, nous arrivons à un facteur de mérite de $9\,476.10^9$ avec un résonateur de type SiBar. C'est plus de huit fois supérieur à un résonateur à modes de flexion. Notons à titre d'exemple, qu'un quartz standard possède un $f \cdot Q$ de l'ordre de $3\,800.10^9$, qui est alors inférieur à celui des meilleurs résonateurs électromécaniques. Cela prouve tout le potentiel que peuvent présenter les résonateurs électromécaniques pour les applications de base de temps, bien que ce critère ne soit pas le seul à prendre en compte pour la comparaison des quartz et des MEMS.

Au niveau des fréquences de résonance, les résonateurs à ondes de volume, tous comme ceux à modes de flexion, peuvent fonctionner à relativement basse fréquence, avec un exemple dans [46] à 13.1 MHz . En revanche, les résonateurs à ondes de volume peuvent fonctionner bien plus haut en fréquence que ceux à modes de flexion avec par exemple dans [51] un résonateur fonctionnant à 1.5 GHz , contre 101 MHz au maximum dans [30] à facteur de qualité équivalent, soit une fréquence quinze fois supérieure pour les ondes de volume. En revanche, les résistances motionnelles sont souvent plus élevées pour les résonateurs à ondes de volume que pour les résonateurs à modes de flexion. Cela s'explique par le fait que les résonateurs à ondes de volume sont bien plus rigides et donc se déforment de quelques Angströms en fonctionnement, au lieu de quelques nanomètres pour les modes de flexion. Cependant, certains travaux portent sur la réduction de la résistance motionnelle des résonateurs à ondes de volume. Des publications, comme [56,59], présentent des résistances motionnelles de quelques $k\Omega$ seulement, aussi faibles que pour les résonateurs à modes de flexion.

1.3.6.2.2 Types de résonateurs

Le Tableau 3 présente différents types de résonateurs en fonction de leurs formes et de leurs modes de résonance. Les formes évoquées sont les suivantes : disque, barreau, plaque ou anneau. Pour chaque forme de résonateur, ces derniers peuvent être optimisés pour travailler selon plusieurs modes de résonance.

Pour les disques, nous trouvons des résonateurs fonctionnant en mode extensionnel [50,51] ou elliptique [45,52]. Les deux modes de résonance sont présentés dans le §1.3.6.1.1. Selon le Tableau 3, le mode extensionnel présente des performances assez similaires au mode elliptique. La différence se situe au niveau des ancrages. Le mode elliptique peut se contenter d'ancrages latéraux réalisés sur la base d'un même niveau de photolithographie que celui de définition du résonateur. Le mode extensionnel ne peut avoir qu'un ancrage au centre du disque, impliquant des niveaux de photolithographie supplémentaires menant à plus de complexité technologique. Par exemple, les pertes du résonateur à mode extensionnel sont très dépendantes

du bon centrage de l'ancrage central, impliquant le recours à des astuces technologiques complexes pour permettre un auto-alignement de ce dernier par rapport au disque résonant. Nous préférons alors le recours au mode elliptique pour des raisons de simplification technologique.

Pour les barreaux, tous les résonateurs du Tableau 3 fonctionnent selon leur mode longitudinal. Or, nous trouvons deux variantes : soit la direction principale de vibration est selon la longueur du barreau [30], soit elle est selon sa largeur avec les résonateurs dits « SiBars » [54,55,56]. Les deux modes de résonance sont présentés dans le §1.3.6.1.3. Les performances entre ces deux modes sont assez similaires, bien que les SiBars de [54] soient un peu plus performants. La principale différence se trouve plutôt au niveau de l'actionnement et de la détection. En effet, du fait de son fonctionnement selon la largeur du barreau, l'actionnement et la détection du SiBar peuvent se faire selon toute sa longueur, abaissant ainsi la résistance motionnelle. Nous recensons par exemple des valeurs de l'ordre de quelques $k\Omega$ pour le SiBar contre quelques centaines de $k\Omega$ pour la poutre longitudinale, soit un facteur cent d'écart.

Pour les plaques, le Tableau 3 présente deux types de mode de résonance : le mode extensionnel où le seul point nodal est au centre de la plaque, et le mode de Lamé où les quatre coins de la plaque sont des nœuds de vibration en plus du centre. Les deux modes de résonance sont présentés dans le §1.3.6.1.2. La principale différence réside dans la présence ou non de nœuds de vibration dans les coins de la plaque, ce qui oblige à concevoir différemment les ancrages pour chaque mode, afin de limiter les pertes d'énergie. Globalement, les performances des deux modes présentés dans [46] et [53] sont assez similaires.

Pour les anneaux, le Tableau 3 présente deux types de modes de résonance : le mode elliptique ou le mode de contour. Ces modes sont assez similaires au niveau des performances et des fréquences de résonance. La principale différence est que le mode elliptique autorise des ancrages latéraux comme sur les plaques ou disques, alors que le mode de contour implique le recours à un ancrage central.

Après avoir comparé les différents modes de chaque forme de résonateur, il est intéressant de comparer les différents résonateurs entre eux : disques, barreaux, plaques et anneaux. De manière générale, l'état de l'art, même pour les publications les plus récentes, ne montre pas qu'un des composants est très au dessus des autres. Chacun présente des avantages et inconvénients qui lui sont propres. Il convient alors à l'utilisateur de faire son choix en fonction de ses priorités. Toutefois, nous proposons de mettre en avant quelques points particuliers :

- Les barreaux sont les seuls composants ayant l'avantage d'avoir la dimension parallèle aux électrodes indépendante de la fréquence. Ainsi, nous pouvons avec ce composant découpler facilement la fréquence de résonance de la résistance motionnelle, et donc réduire cette grandeur à une fréquence donnée, ce qui n'est pas le cas des disques, plaques et anneaux.
- Les anneaux présentent deux avantages sur toutes les autres structures. D'une part, nous pouvons augmenter la surface de détection en plaçant des électrodes à l'intérieur de l'anneau, en plus d'autres à l'extérieur, comme pour c'est le cas des autres résonateurs à ondes de volume. Cet ajout se fait au prix d'une technologie plus compliquée. D'autre part, les résonateurs à ondes de volume souffrent souvent de

leur grande taille, générant des problèmes au niveau de la technologie au moment de la libération. De très grandes longueurs de libération sont nécessaires, impliquant parfois le recours à la fabrication de trous dans les structures, comme c'est le cas pour [46], afin de limiter les longueurs de libération. Les anneaux ont cependant l'avantage d'être moins massifs que les autres résonateurs à ondes de volume, ce qui réduit les problèmes technologiques, principalement au niveau de l'étape de libération des structures.

- Au niveau des performances, les différents types de résonateurs sont assez similaires. Notons quand même que le meilleur facteur de mérite $f \cdot Q$ est obtenu pour des résonateurs de type SiBars dans [54] avec une valeur de 9476.10^9 , tout en maintenant une résistance mot ionnelle raisonnable de $50k\Omega$ pour un résonateur en silicium monocristallin.

1.3.7 Comparaison résonateurs flexion et volume

Type de résonateur	Expression de la fréquence de résonance	Exemple de fréquences de résonance pour une grande dimension fixée à $10\mu m$
Poutre bi-encastée en flexion ($L=10\mu m$ et $w=0.5\mu m$)	$f_{ptre\ flex} = 1.028 \cdot \left(\frac{w}{L^2}\right) \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}}$	$f_{ptre\ flex} = 43.8\ MHz$
Disque à mode extensionnel ($D=10\mu m$)	$f_{disq\ ext} = \frac{\alpha}{R} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}}$	$f_{disq\ ext} = 582.5\ MHz$
Disque à mode elliptique ($D=10\mu m$)	$f_{disq\ ellipt} = \frac{k_2}{2 \cdot \pi \cdot R} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho \cdot (1 - \nu^2)}}$	$f_{disq\ ellipt} = 397.5\ MHz$
Plaque à mode extensionnel ou Barreau à mode longitudinal ($L=10\mu m$)	$f_{plq\ ext} = \frac{1}{2 \cdot L} \cdot \sqrt{\frac{Y_{2D}}{\rho}}$	$f_{plq\ ext} = 425.8\ MHz$
Plaque à mode de Lamé ($L=10\mu m$)	$f_{plq\ Lamé} = \frac{1}{2 \cdot L} \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho \cdot (1 + \nu)}}$	$f_{plq\ Lamé} = 376.5\ MHz$

Tableau 4 : Comparaison des fréquences de résonance des différents types de résonateurs à modes de flexion et de volume (Structures en silicium monocristallin)

Le Tableau 4 récapitule les fréquences de résonance des différents résonateurs à modes de flexion et de volume. A titre d'exemple, nous avons considéré un résonateur dont la plus grande dimension est fixée à $10\mu m$, afin de comparer les fréquences de résonance obtenues en fonction des types de résonateurs. Nous constatons que les résonateurs à modes de flexion sont limités en fréquence par rapport aux résonateurs à ondes de volume. En effet, comme nous avons choisi de fixer la longueur du résonateur de type poutre et qu'il faut rester dans l'hypothèse que la longueur est grande devant la largeur de la poutre afin que celle-ci puisse être considérée comme telle, nous sommes vite limités en fréquence. Supposons, par exemple, un facteur dix entre longueur (fixée à $10\mu m$) et largeur sur la poutre. Le premier mode de résonance de la

poutre en flexion reste alors en dessous de 100 MHz , alors que les résonateurs à ondes de volume dépassent 500 MHz pour certains à grande dimension identique.

En termes de facteurs de qualité, nous avons vu dans le §1.3.6.2.1 que l'atout majeur des résonateurs à ondes de volume réside dans les performances. Leur facteur de mérite $f \cdot Q$ peut en effet être supérieur de plusieurs ordres de grandeur.

Enfin, au niveau des dérives en température, les résonateurs à modes de flexion présentent des TCf du même ordre de grandeur que ceux à ondes de volume. Cependant, alors que l'état de l'art est très complet sur les méthodes de compensation en température pour les structures à modes de flexion, il reste très restreint pour les ondes de volume. Cela confère un net avantage aux résonateurs à modes de flexion et justifie leur apparition dans quelques publications récentes [40,41] pour faire des oscillateurs de référence compensés en température. La compensation en température des résonateurs à ondes de volume par astuce de conception ou par modification de la technologie reste un challenge.

De plus, les résonateurs à modes de flexion restent plus simples à concevoir mécaniquement que les résonateurs à ondes de volume. Dans l'exemple donné dans le Tableau 4, nous constatons que les résonateurs à ondes de volume peuvent avoir des fréquences de résonance assez différentes entre eux selon leur mode et leur forme. Cela va de presque 400 MHz à presque 600 MHz . Il peut donc être intéressant en fonction des applications de préférer un design ou un autre.

Enfin, dans le Tableau 4, nous avons également choisi de comparer les fréquences de résonance obtenues par calcul analytique et par modélisation par éléments finis (FEM) à l'aide du logiciel Ansys Workbench version 10.0. En principe, les simulations donnent des résultats très proches des calculs analytiques : entre 0.1 % et 10 % d'écart pour les dispositifs considérés. Cette bonne corrélation justifie l'emploi des formules analytiques pour le design des résonateurs que nous proposerons pour l'étude, en première approximation.

1.3.8 Co-intégration des résonateurs avec les circuits intégrés

Les résonateurs électromécaniques présentés dans le §1.3.5.2 et le §1.3.6.2 sont fabriqués à partir de technologies qui ont été développées spécifiquement pour chaque type de résonateur. Dans le but de faire un oscillateur de référence, il faut envisager de fabriquer une puce spécifique dédiée à chaque résonateur, pour remplir la fonction d'oscillateur. Puis, il faut connecter la puce contenant le résonateur à celle contenant les transistors pour l'oscillateur (Tableau 6).

Une alternative à la fabrication du résonateur et de l'électronique de l'oscillateur sur deux puces différentes consiste à n'utiliser qu'une seule puce, intégrant le résonateur et l'électronique. Nous parlons de co-intégration des MEMS et des transistors. Cette intégration permet un gain de place et à fortiori de coût de

fabrication, ainsi qu'un abaissement potentiel des phénomènes parasites laissant espérer de meilleures performances.

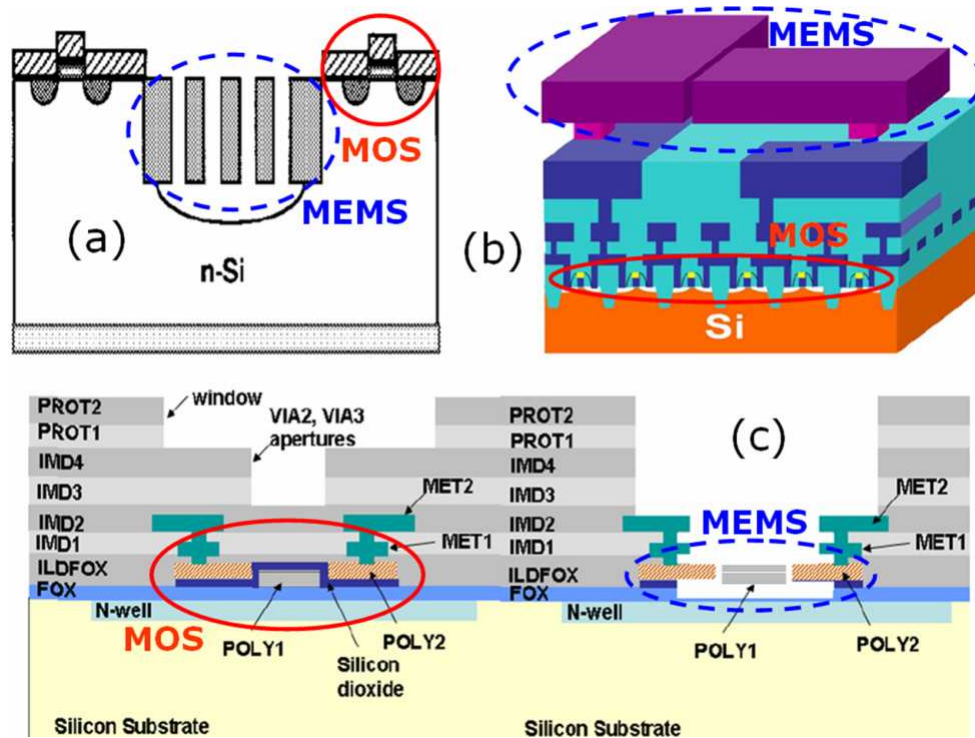


Figure 13 : Exemples de schémas de co-intégration de MEMS avant CMOS [60] (a), après CMOS [61] (b) et en même temps ou « in-IC » [62] (c)

Comme la Figure 13, nous pouvons envisager la co-intégration sous différents aspects : le MEMS peut être fabriqué avant les transistors [60], en même temps ou « in-IC » [62], ou encore après [61], comme par exemple en dessus des niveaux d'interconnexion : nous parlons « d'Above IC ».

L'approche de co-intégration est pour l'instant souvent évoquée dans la littérature, mais nous ne trouvons que peu de réalisations. L'un des exemples le plus représentatif de l'état de l'art en termes de co-intégration d'un résonateur électromécanique avec des transistors, est celui de [63]. Dans cette référence, les auteurs ont fabriqué des résonateurs électromécaniques de type poutre encastrée-libre à partir de substrats contenant des transistors dans une approche après-CMOS. La présence de transistors à côté des résonateurs a permis l'utilisation d'un circuit amplificateur de détection, car les résonateurs étant de petite taille par rapport à ceux de l'état de l'art (§1.3.5.2 et §1.3.6.2), la détection de leurs mouvements est très délicate. Cette approche montre une première faisabilité de résonateurs électromécaniques co-intégrés. Nous regrettons cependant que les procédés de réalisation des résonateurs après-CMOS soient axés sur une technique à base de nano-stencils [64], peu compatible avec les techniques industrielles utilisées pour la fabrication des transistors.

Pour conclure, la thématique de la co-intégration reste émergente et nécessite une maturité des MEMS, ainsi qu'une standardisation de leurs procédés de fabrication avec ceux des transistors. L'approche reste néanmoins indispensable à notre sens pour une intégration industrielle des résonateurs électromécaniques.

1.3.9 Modèle électrique équivalent

Afin de pouvoir utiliser les résonateurs électromécaniques en tant que fonction dans les circuits et de faciliter leur design, il est important de leur attribuer un circuit électrique équivalent. Pour ce faire, nous partons d'abord d'un circuit mécanique équivalent au résonateur. Ce dernier est basé sur l'utilisation d'un système masse-ressort amorti. En utilisant des analogies électromécaniques, nous pouvons alors en déduire le circuit électrique équivalent.

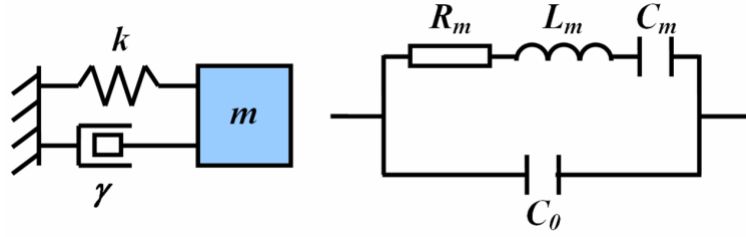


Figure 14 : Schémas représentant le modèle équivalent mécanique (gauche) et électrique (droite) d'un résonateur électromécanique

Nous considérons le résonateur comme étant un système masse-ressort amorti en régime forcé [24] tel que schématisé dans la Figure 14, et dont l'équation différentielle du mouvement est la suivante :

$$m \cdot \ddot{y} + \alpha \cdot \dot{y} + k \cdot y = F_{elec} \quad \text{Équation 42}$$

m est la masse du système résonant, α est le coefficient d'amortissement visqueux, k est la raideur de la structure et F_{elec} est la force électrostatique d'excitation. Après division des membres de l'Équation 42 par m nous introduisons les notations suivantes :

$$\omega_0^2 = k/m \quad \text{Équation 43}$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{k \cdot m}}{Q} \quad \text{Équation 44}$$

Q est le facteur de qualité du système. La force électrostatique d'excitation du système est la suivante :

$$F_{elec} = V^2 \cdot \frac{\partial C}{\partial y} \quad \text{Équation 45}$$

V est issu de l'Équation 4, et :

$$C = \epsilon_0 \cdot \frac{S}{d_0 - y} \quad (\text{réécriture de l'Équation 1}) \quad \text{Équation 46}$$

S est la surface en regard entre électrode et résonateur et d_0 est l'entrefer initial. C peut être considéré comme étant l'élément de transduction électrique-mécanique. En utilisant l'analogie qui consiste à comparer

Chapitre 1 – Les MEMS dans les Systèmes de Communication

la tension électrique à la force électrostatique, nous pouvons déduire le coefficient de couplage électromécanique (noté η) à partir de l'Équation 45 :

$$\eta = V \cdot \frac{\partial C}{\partial y} \quad \text{Équation 47}$$

Il en résulte la relation entre le courant électrique et la vitesse, qui s'écrit :

$$i = \eta \cdot \dot{y} \quad \text{Équation 48}$$

A partir de l'Équation 48, le modèle électrique équivalent tel que schématisé dans la Figure 14, peut être exprimé tel que :

$$R_m = \frac{\sqrt{k \cdot m}}{Q \cdot \eta^2} = \frac{k}{\omega_0 \cdot Q \cdot \eta^2} \quad \text{Équation 49}$$

R_m est communément appelé résistance motionnelle.

$$C_m = \eta^2 / k \quad \text{Équation 50}$$

C_m est la capacité électrique équivalente.

$$L_m = m / \eta^2 \quad \text{Équation 51}$$

L_m est l'inductance électrique équivalente.

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 \cdot S}{d_0} \quad (\text{réécriture de l'Équation 1}) \quad \text{Équation 52}$$

C_0 est la capacité électrique équivalente qui correspond à l'entrefer d'air initial entre le résonateur et son électrode d'actionnement. C_0 est souvent appelé capacité de couplage entrée-sortie du résonateur. Cette modélisation très générale est valide pour tout type de résonateur. Dans le cadre d'un résonateur de type poutre bi-encastree fonctionnant en flexion, nous proposons de détailler l'expression de la résistance motionnelle. La masse de la poutre est donnée par :

$$m = \rho \cdot L \cdot w \cdot h \quad \text{Équation 53}$$

ρ est la densité, L , w et h sont les dimensions du résonateur, longueur, largeur et hauteur respectivement.

Le coefficient de couplage électromécanique, donné dans l'Équation 47, peut s'écrire :

$$\eta \approx \frac{\epsilon_0 \cdot S}{d_0^2} \cdot V \quad \text{si } y \ll d_0 \quad \text{Équation 54}$$

Ainsi nous obtenons l'expression suivante de la résistance motionnelle pour une poutre bi-encastree :

$$R_m = \frac{k \cdot d_0^4}{\omega \cdot Q \cdot V^2 \cdot (\epsilon_0 \cdot w \cdot h)^2} \quad \text{Équation 55}$$

Cette résistance est un paramètre important pour les résonateurs. Elle représente la résistance du système à la résonance. Pour une utilisation des résonateurs en tant qu'oscillateurs de référence, il est nécessaire d'avoir des résistances motionnelles faibles, de l'ordre du $k\Omega$. Si ce n'est pas le cas, nous risquons de devoir utiliser des transistors à gain très élevé, au détriment de la consommation. Or, nous avons vu dans le §1.3.5.2 et §1.3.6.2 qu'il n'est pas facile d'obtenir des faibles valeurs de résistance motionnelle pour les résonateurs électromécaniques de l'état de l'art. Ainsi, selon l'Équation 55, il est possible de jouer sur différents paramètres afin d'abaisser la résistance motionnelle.

En premier lieu, la taille de l'entrefer d_0 étant à la puissance quatre, c'est le facteur qui joue le plus. Nous garderons alors des petites dimensions pour ce paramètre, au minimum des possibilités technologiques, soit entre 50 et 150 nm. En deuxième lieu, le facteur qui joue est la tension de polarisation. Or, dans l'esprit d'intégration future des composants, nous devons rester dans les gammes de tensions compatibles avec les circuits, soit la dizaine de volts. En troisième lieu, nous trouvons des facteurs liés aux dimensions des résonateurs. Nous pouvons difficilement jouer dessus car les dimensions déterminent également la fréquence de résonance. En dernier lieu, nous pouvons également jouer sur la permittivité de l'entrefer, en remplaçant l'air par un matériau présentant une permittivité plus élevée. Certaines publications proposent cette approche comme par exemple [65]. Cependant, du fait que l'entrefer soit solide, les pertes d'énergie sont plus élevées et la limite se situe au niveau du facteur de qualité, qui rentre également en compte dans la résistance motionnelle. Tout est question de compromis.

1.4 Oscillateurs MEMS

Bien que nous n'ayons pas pour objectif de réaliser un oscillateur MEMS complet dans le cadre de cette étude, nous avons quand même souhaité traiter en détail de la fonction. Cette étude a son importance, car elle nous aidera à mieux cerner les caractéristiques et spécifications nécessaires aux résonateurs pour pouvoir couvrir l'application de base de temps.

1.4.1 Généralités sur les oscillateurs

Les références de temps sont présentes dans quasiment tous les dispositifs électroniques. En particulier, dans le cas des dispositifs portables tels que les ordinateurs ou les téléphones, le bon fonctionnement des oscillateurs conditionne celui du dispositif. Les besoins sont de plus en plus poussés en termes de performances. Les nouvelles applications nécessitent des composants de plus en plus précis et stables, quelles que soient les variations environnementales, de taille de plus en plus réduite et dont les consommations sont de plus en plus faibles.

Actuellement, la grande majorité des oscillateurs de référence sont fabriqués à partir de résonateurs à base de quartz. Ces composants, sur le marché depuis plusieurs décennies, ont su s'adapter aux spécifications les plus contraignantes. Nous trouvons ainsi une grande diversité d'oscillateurs à quartz dans le commerce, allant du plus simple oscillateur au plus performant. Certains présentent des compensations des différentes dérives en fréquence, et répondent aux spécifications les plus poussées.

Mais aujourd'hui les quartz ne sont pas seuls sur le marché, nous trouvons de nombreux types d'oscillateurs en cours de développement ou déjà sur le marché comme les SAW, les BAW, les céramiques, les horloges atomiques, les oscillateurs LC, les MEMS... Cela fait maintenant une dizaine d'année que les MEMS sont en développement dans le but de pouvoir concurrencer les résonateurs à quartz sur le marché des oscillateurs de référence. Les oscillateurs MEMS peuvent être classés selon deux catégories : les oscillateurs dont la fréquence de référence est générée à partir d'un résonateur mécanique micro-usiné, et ceux faits à partir de circuits LC à base de capacités et inductances MEMS, obtenues par micro-fabrication.

La littérature propose des oscillateurs LC à base de MEMS à haute fréquence comme par exemple dans [66,67,68]. L'intérêt de ce type d'oscillateur est de permettre d'atteindre facilement des fréquences de résonance élevées (supérieures au GHz), ainsi qu'un bon accord possible en fréquence (tunabilité), que les résonateurs mécaniques ont du mal à adresser.

Le point fort des résonateurs mécaniques réside principalement dans le fait que qu'ils possèdent des facteurs de qualité bien supérieurs aux résonateurs LC , permettant d'obtenir des bruits de phase (Équation 56) d'oscillateur bien meilleurs. Quand à la puissance consommée par un oscillateur mécanique, elle peut être bien inférieure à un oscillateur LC , en faisant un avantage de taille pour toutes les applications portables pour lesquelles la faible consommation est une priorité.

Les résonateurs mécaniques peuvent être répartis en fonction de leur mode de transduction, comme nous avons pu le voir dans le §1.3.2.1. Il en est de même pour les oscillateurs associés. A titre d'exemple, nous trouvons un oscillateur à base de résonateur mécanique à transduction magnéto-résistive dans [69], un mélangeur à base de résonateur à transduction thermique dans [70], un oscillateur à base de résonateur mécanique à transduction piézoélectrique de type BAW dans [71], un oscillateur à base de résonateur mécanique à transduction piézoélectrique de type Thin-Piezo-on-Silicon (TPoS) dans [72,73], ou encore les oscillateurs à base de résonateurs électromécaniques.

Nous nous concentrerons uniquement sur ces derniers pour des raisons de compacité des dispositifs, et d'intégration au plus proche des circuits intégrés. Les oscillateurs à base de résonateurs électromécaniques font donc l'objet du §1.4.5.

1.4.2 Catégories d'oscillateurs

Différentes catégories ont été définies afin de classer les oscillateurs en fonction de leurs performances. Nous parlons de XO, TCXO, VCXO, OCXO..., que nous définirons par la suite. Nous trouvons des oscillateurs sans aucune compensation, mais aussi bien d'autres incluant une compensation de fréquence en température, par contrôle en tension, par maintien d'une température environnementale constante, par contrôle digital ou par microprocesseur, ou encore une combinaison de plusieurs des aspects évoqués. Nous proposons de décrire brièvement les types d'oscillateurs les plus courants ci-dessous :

- Uncompensated Crystal Oscillator (XO). Le terme XO est utilisé pour définir un oscillateur à base d'un résonateur à quartz, couplé à un circuit d'oscillateur. C'est le plus simple des oscillateurs à quartz.
- Temperature Compensated Crystal Oscillator (TCXO). Le terme TCXO est utilisé pour définir un oscillateur à base d'un résonateur à quartz de bonne précision, auquel s'ajoute une électronique de compensation de ses dérives en température, le circuit de l'oscillateur, ainsi qu'une variété d'amplificateurs et autres composants permettant d'assurer de bonnes performances. L'électronique de compensation en température mesure la température ambiante et ajuste en conséquence la fréquence du résonateur, de façon à ce que ces dérives en fréquence liées à des variations de température soient fortement atténuées.
- Voltage Control Crystal Oscillator (VCXO). Le terme VCXO est utilisé pour définir un oscillateur à base d'un résonateur à quartz dont la fréquence est ajustée et contrôlée par l'application d'une tension de contrôle.
- Oven Controlled Crystal Oscillator (OCXO). Le terme OCXO est utilisé pour définir un oscillateur à base d'un résonateur à quartz dont le capteur de température et le résonateur sont confinés dans une capsule ayant une température stable. En général, nous chauffons l'enceinte contenant le résonateur et nous maintenons la température de cette dernière constante par asservissement du courant électrique servant à chauffer l'enceinte.

Nous pouvons dresser un tableau comparatif des différents types d'oscillateurs en leur associant leurs performances respectives :



Paramètre	XO	TCXO	VCXO	OXCO
$\Delta f/f$ par an	1 ppm	0.1 – 10 ppm	1 – 10 ppm	0.1 ppm – 10 ppb
Asserv. / modulation	non	5 – 50 ppm	10 – 300 ppm	1 ppm
Bruit de phase pour fréquence centrale à 10 MHz	---	---	---	-110 dBc/Hz @ 1 Hz
Temps d'établissement	ms	s	ms	s
Consommation	qq mW	qq mW	qq mW	qq mW

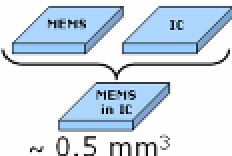
Tableau 5 : Comparaison des performances des différentes classes d'oscillateurs [74]

Le Tableau 5 compare les différentes classes d'oscillateurs. Les différences résident principalement dans la stabilité de la fréquence d'oscillation dans le temps. Cette stabilité prend en compte la somme des dérives en fréquence qui peuvent influencer sur le résonateur. Nous comptons entre autres la dérive en température, le vieillissement... La stabilité en fréquence est d'autant plus grande que nous passons du XO au OXCO.

1.4.3 Comparaison d'oscillateurs Quartz et MEMS

Les composants à base de quartz étant les plus utilisés, nous proposons à l'aide du Tableau 6 de comparer des oscillateurs à quartz par rapport aux MEMS actuellement disponibles sur le marché.

Paramètre		Quartz	MEMS
Reso.	Fréquence	1MHz – 60MHz	1MHz – 1GHz
	Q	100k – 200k	5k – 240k
	Taille	2.5 mm ²	0.25 mm ² low profile
Oscillateur	Assembl.	 Quartz + IC SMD	 MEMS + IC Wire-bonding



~ 0.5 mm³

Tableau 6 : Tableau comparatif des solutions actuelles permettant de faire des oscillateurs à base de quartz et de MEMS : Intérêt de l'intégration des MEMS in-IC

Au niveau des résonateurs, les quartz sont plus bas en fréquence que les MEMS. Nous pouvons ainsi envisager des fréquences d'oscillation plus élevées pour les oscillateurs MEMS, d'autant que les facteurs de qualité des MEMS peuvent être aussi élevés que ceux des quartz, à fréquence identique.

Actuellement, les principaux avantages des MEMS sont leur petite taille et leur potentiel d'intégration. En effet, de part leur taille importante et de leur assemblage de type Solidly Mounted Device (SMD), les quartz sont très volumineux par rapport aux MEMS, qui peuvent être assemblés par micro-bumping ou wire-bonding, comme c'est le cas de l'exemple du Tableau 6.

Cependant, les résonateurs MEMS actuels souffrent de performances en retrait, compte tenu de leur manque de maturité, principalement au niveau de la stabilité en fréquence. De plus, les fabricants d'oscillateurs quartz repoussent de plus en plus les limites de leurs dispositifs en termes de taille. Il n'est pas exclu que rapidement certains oscillateurs quartz puissent arriver à des tailles du même type que les MEMS, tels que présentés dans le Tableau 6.

Afin de permettre d'avancer dans la miniaturisation des oscillateurs et de mettre à bien tous les avantages des MEMS, nous imaginons l'intégration ultime dite « In-IC » (§1.3.8). Comme le montre le Tableau 6, la fonction d'oscillateur serait alors considérablement simplifiée, puisqu'au lieu d'avoir une puce avec des transistors et une puce avec le MEMS qu'il faut assembler, nous n'aurions plus qu'une seule puce contenant à la fois les transistors et le résonateur MEMS. Les tailles seraient donc considérablement réduites à fonction équivalente. Un autre avantage de l'intégration In-IC est que pour la fonction d'oscillateur, nous nous affranchissons de la majorité des capacités et autres parasites amenés par la connexion d'une puce d'oscillateur sur une puce MEMS. Les challenges à relever sont d'arriver à intégrer les MEMS dans des étapes technologiques front-end avec les contraintes que cela implique : petite taille, problèmes de détection et baisse des performances du MEMS, principalement au niveau du facteur de qualité. De plus, un bon rendement de fabrication des MEMS est nécessaire.

1.4.4 Marché des oscillateurs MEMS

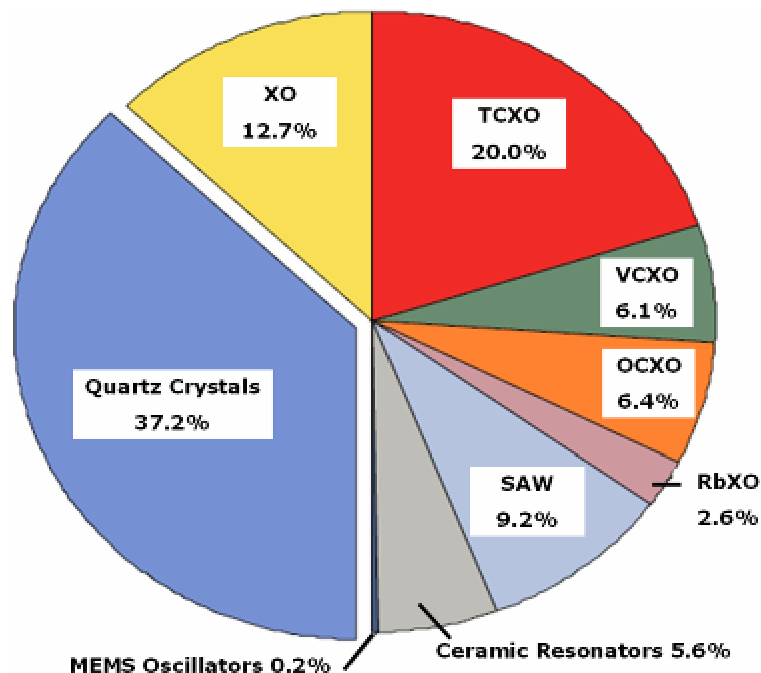


Figure 15 : Diagramme représentant la répartition des ventes de résonateurs et d'oscillateurs en 2007 [75]

Le diagramme présenté dans la Figure 15 montre la répartition en 2007 des ventes de résonateurs et d'oscillateurs. Nous constatons que la grande majorité concerne les résonateurs et oscillateurs à quartz, puisque les résonateurs à quartz et leurs oscillateurs associés (XO, TCXO, VCXO, OCXO) représentent plus de 80 % du marché. Les oscillateurs MEMS, compte tenu de leur manque de maturité, ne représentent que 0.2 % d'un marché global, pourtant supérieur à trois milliards de dollars en 2008.

Nous comprenons alors le fort intérêt visant à inverser la tendance en améliorant les performances et la maturité des oscillateurs MEMS, pour qu'ils puissent concurrencer les quartz sur toute la gamme de produits, allant de l'oscillateur le moins performant vers le plus performant.

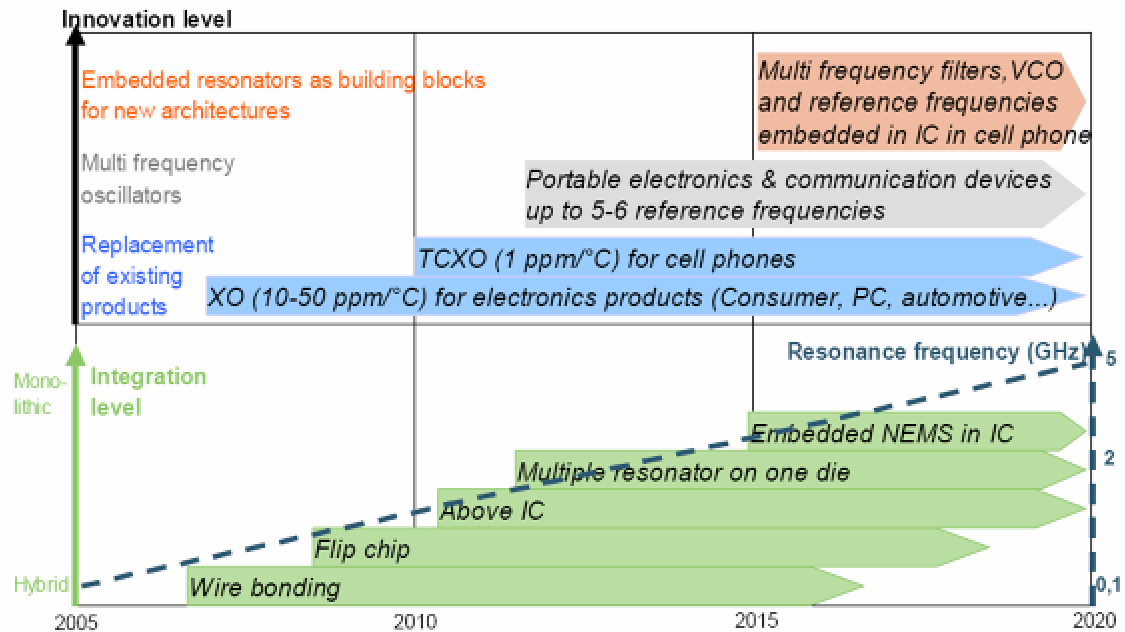


Figure 16 : Feuille de route des résonateurs électromécaniques et des oscillateurs à base de MEMS [76]

Comme le montre la Figure 16, les résonateurs MEMS et leurs oscillateurs associés n'ont pour l'instant pas la maturité suffisante pour pouvoir atteindre de très hautes performances. Quelques oscillateurs MEMS sont déjà sur le marché (SiTime [77], Discera [78], SiClocks [79]), mais n'adressent pour l'instant que les performances du XO. Les premiers dispositifs ayant les performances TCXO sont prévus pour 2010. La Figure 16 montre également que l'amélioration des performances se fera certainement parallèlement à l'amélioration du niveau d'intégration des composants. En effet, l'intégration peut, en plus de la réduction d'échelle, permettre de réduire fortement les connexions et parasites associés.

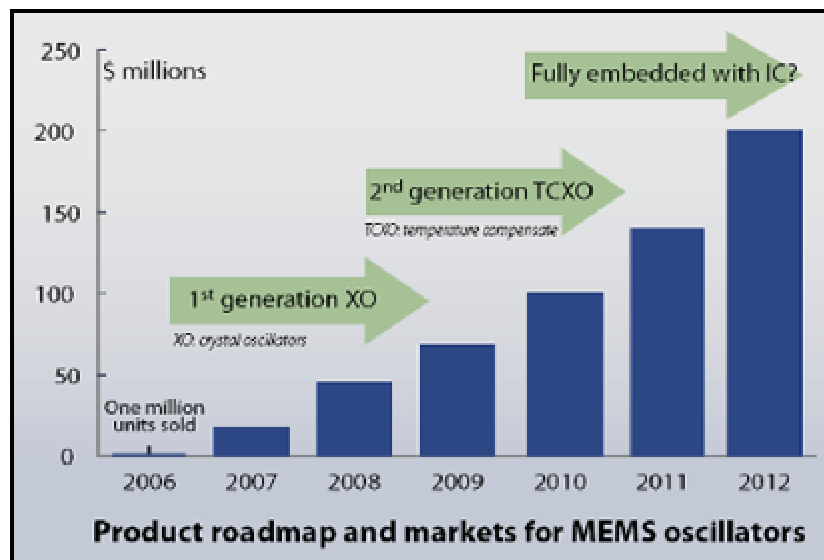


Figure 17 : Marché des oscillateurs à base de MEMS [80]

La prévision de croissance du marché des oscillateurs à base de MEMS est forte, comme le montre la Figure 17. Ainsi, les premiers oscillateurs MEMS répondant aux performances XO sont apparus en 2007 (SiTime [77], Discera [78], SiClocks [79]). Les dispositifs répondant aux performances TCXO et étant totalement intégrés verront probablement le jour d'ici deux ans à cinq ans pour l'intégration ultime dite « in IC ».

Cette étude de marché sur les oscillateurs MEMS démontre tout l'intérêt de travailler sur les résonateurs électromécaniques en vue d'une intégration monolithique ultime.

1.4.5 Etat de l'art des oscillateurs MEMS

Type	Performances				Remarques
	f (MHz)	Bruit de phase (dBc / Hz)	Conso (μW)	TCf (ppm/°C)	
Poutre flexion [81] 2001	9.75	- 80 @ 1 kHz	---	---	Non comp. en T°
Poutre longitudinale [82] 2002	12	- 115 @ 1 kHz	---	---	Non comp. en T°
Poutre longitudinale [83] 2002	14	- 105 @ 1 kHz	---	---	Non comp. en T°
Plaque extensionnelle [84] 2004	13.1	- 138 @ 1 kHz	---	---	Non comp. en T°
Disque elliptique [85] 2004	60	- 100 @ 1 kHz	950	---	Non comp. en T°
I bar [86] 2005	4	?	1800	- 26.7 - 4.2	Non comp. en T° Comp. en T°
Plaque extensionnelle [87] 2005	13.1	- 130 @ 1 kHz	240	---	Non comp. en T°
Disque elliptique [88] 2005	60	- 123 @ 1 kHz	350	---	Non comp. en T°
SiBar [54] 2006	100	- 108 @ 1 kHz	2.6 192000	- 29.8 - 0.56	Non Comp. en T° Comp. en T°
I bar [89] 2006	6	- 112 @ 1 kHz	1900	- 0.39	Comp. en T°
Disque torsion [90] 2008	10.9	- 82 @ 1 kHz	350	---	Process Basse T° < 50°C Above IC

Tableau 7 : Tableau comparatif de différents oscillateurs à base de résonateurs électromécaniques issus de l'état de l'art

Le Tableau 7 compare les performances de différentes démonstrations d'oscillateurs issues de l'état de l'art. La comparaison porte sur les fréquences de fonctionnement, le bruit de phase de l'oscillateur, la dérive de la fréquence en fonction de la température et la consommation électrique.

Le Tableau 7 présente à la fois des résonateurs à modes de flexion et des résonateurs à ondes de volume. Cela s'explique par le fait que chacun présente des avantages et inconvénients propres, suscitant l'intérêt en fonction de l'aspect privilégié au niveau des performances de l'oscillateur.

Les oscillateurs à base de résonateurs à modes de flexion, contrairement à ceux à ondes de volume, ont l'avantage d'être plus sensibles à la tension de polarisation, du fait de leur faible rigidité. Autrement dit, une variation de la tension de polarisation engendre une forte variation de la fréquence de résonance (tuning électrostatique). Ainsi, la tension de polarisation peut être utilisée pour compenser les variations de fréquence de résonance liées à la température. C'est par exemple le cas dans [86,90] où nous passons d'un TCf de l'ordre de $-28 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ à seulement $-0.4 \text{ ppm}/^\circ\text{C}$ avec compensation en température par tuning électrostatique. Si nous privilégions les performances en TCf , nous avons intérêt à favoriser l'utilisation de résonateurs à modes de flexion, qui peuvent facilement être compensés par tuning électrostatique.

Les résonateurs à ondes de volume ont l'avantage de mieux tenir la puissance que les résonateurs à modes de flexion, ce qui s'explique par leur plus forte rigidité. En effet, les résonateurs électromécaniques souffrent souvent de problèmes de non-linéarités mécaniques et électriques quand nous les soumettons à trop de puissance. Or, l'apparition de non-linéarités est d'autant plus rapide que le résonateur présente une faible rigidité. Cela pose problème dans le cadre des oscillateurs associés aux MEMS, principalement au niveau du bruit de phase, exprimé ci-dessous :

$$S_m(f_m) = \frac{F \cdot k_B \cdot T \cdot B}{P_{avs}} \cdot \left(1 + \frac{f_c}{f_m} \right) \quad \text{Équation 56}$$

Avec B la bande passante en fréquence (Hz), T la température ($^\circ\text{K}$), P_{avs} la puissance moyenne dans le résonateur (W), f_c la fréquence de coupure (Hz), f_m la fréquence d'offset (Hz), F le facteur de bruit et k_B la constante de Boltzmann. Nous pouvons réduire le bruit de phase des oscillateurs en augmentant la puissance administrée au résonateur, comme le montre l'Équation 56. Or, si cette puissance est trop élevée, les non-linéarités contrarient le bon fonctionnement de l'oscillateur, ce qui augmente le bruit de phase. Ainsi de manière générale, nous avons intérêt à choisir les résonateurs à ondes de volume si nous privilégions les performances en bruit de phase.

Au niveau des fréquences d'oscillation, la gamme varie de quelques MHz à la centaine de MHz . Il est fort probable que ces fréquences aient été choisies par rapport à celles des oscillateurs à quartz, se situant dans la même gamme.

Le Tableau 7 présente les performances en bruit de phase des différents oscillateurs MEMS. Ces performances sont étroitement liées à la fréquence d'oscillation. Afin de comparer les performances, nous ramenons les bruits de phase des publications pour une fréquence de 10 MHz , correspondant au maximum de démonstrateurs. De cette manière, les performances de bruit de phase de [85] données initialement à 60 MHz ($-100 \text{ dBc}/\text{Hz} @ 1 \text{ kHz}$) correspondent à un bruit de phase de $-115 \text{ dBc}/\text{Hz} @ 1 \text{ kHz}$ pour une fréquence de référence de 10 MHz . Les performances de bruit de phase de [54] données initialement à 100 MHz ($-108 \text{ dBc}/\text{Hz} @ 1 \text{ kHz}$) correspondent à un bruit de phase de $-128 \text{ dBc}/\text{Hz} @ 1 \text{ kHz}$ pour une fréquence de référence de 10 MHz . D'une part, les meilleurs bruits de phase sont ceux des oscillateurs à base

de résonateurs à ondes de volume, avec $-138 \text{ dBc/Hz} @ 1 \text{ kHz}$ pour le meilleur démonstrateur contre $-115 \text{ dBc/Hz} @ 1 \text{ kHz}$ pour le meilleur démonstrateur à modes de flexion. Cela confirme en partie le fait que les résonateurs à modes de flexion sont moins performants que les résonateurs à ondes de volume en termes de bruit de phase. D'autre part, nous notons que les meilleurs bruits de phase recensés dans le Tableau 7 répondent à un bon nombre de spécifications, entre autres celles des standards de la téléphonie mobile, connus pour être très contraignants.

Au niveau de la consommation, les quartz les plus performants consomment de l'ordre du mW , voire de quelques mW avec compensation en température. Pour leur part, les différents démonstrateurs sans compensation en température du Tableau 7 consomment seulement quelques centaines de μW [85,87,88,90]. Cependant, ces derniers consomment peu, en partie parce que l'aspect compensation en température n'est pas adressé. A titre d'exemple, les résonateurs compensés en température proposés dans [86,54,89] consomment de $1.8 mW$ à $192 mW$. L'intégration de la compensation en température peut donc être très consommatrice d'énergie, en particulier dans le cas de la référence [54], dans laquelle les auteurs ont choisi de compenser les variations de température en faisant traverser un courant électrique asservi à travers le résonateur, le maintenant ainsi à une température constante, mais élevée.

Certains auteurs se sont attachés à proposer des oscillateurs MEMS compensés en température, comme par exemple dans [86,54,89]. Comme évoqué précédemment, il est plus facile de compenser un résonateur à modes de flexion qu'un résonateur à ondes de volume. De ce fait, la logique qui tend à ne plus utiliser que des résonateurs à ondes de volume pour atteindre de bonnes performances en bruit de phase n'est pas si évidente. C'est ainsi que les résonateurs à modes de flexion sont toujours intéressants [89] car leur compensation en température peut se faire facilement par tuning électrostatique, sans avoir à chauffer la structure au détriment d'une puissance consommée qui monte en flèche : $192 mW$ pour la compensation d'un résonateur à ondes de volume en température [54], contre seulement $1.9 mW$ pour un résonateur à modes de flexion [89]. Nous atteignons alors les mêmes consommations que les quartz à performances moins élevées avec les modes de flexion, et des performances équivalentes aux quartz avec des consommations plus élevées avec des modes de volume. Les astuces technologiques permettant la compensation en température, telle que celle proposée dans [40] appliquée aux résonateurs à ondes de volume, devraient permettre aux MEMS d'atteindre à la fois les performances et la consommation des quartz.

Au niveau de l'intégration, tous les oscillateurs proposés dans le Tableau 7 sont composés d'une puce sur laquelle est fabriqué le résonateur MEMS, et d'une puce sur laquelle est réalisé le corps de l'oscillateur. Les puces sont ensuite assemblées par wire-bonding ou autre méthode. Seule la publication [90] propose un oscillateur fabriqué sur une seule et unique puce. En effet, l'électronique du corps de l'oscillateur est réalisée par les technologies classiques de la microélectronique, et le résonateur est fabriqué en « Above IC » (§1.3.8). Pour ce faire, le budget thermique proposé est de $50^\circ C$ au maximum et le résonateur est un disque

en mode de torsion fabriqué en nickel. Le gain au niveau de la taille de l'oscillateur, ainsi que du coût de fabrication, est donc très conséquent. Par contre, les performances de ce premier démonstrateur sont limitées par rapport aux autres composants du Tableau 7. Bien que la consommation soit raisonnable avec $305 \mu W$, le bruit de phase n'est pas très bon avec $-82 \text{ dBc} @ 1 \text{ kHz}$ pour une fréquence d'oscillation de 10.9 MHz , et l'oscillateur ne dispose pas d'une compensation des dérives de la fréquence en température.

1.5 Problématique et choix des dispositifs d'étude

Après avoir introduit les MEMS et leur utilisation possible dans les architectures RF, nous nous sommes concentrés sur l'étude des résonateurs électromécaniques : fonctionnement, pertes, modèle équivalent, intégration... Nous avons précisé les principaux types de résonateurs par mode de résonance : flexion ou volume. Nous avons terminé par une description du marché potentiel des résonateurs électromécaniques pour la réalisation d'oscillateurs de référence.

A partir de l'étude, nous proposons de définir les enjeux de la thèse en fixant une problématique, puis en choisissant les dispositifs qui feront l'objet de l'étude, tant au niveau de la modélisation que des réalisations technologiques.

1.5.1 Problématique

Compte tenu des principales applications que nous pouvons envisager pour les résonateurs électromécaniques (§1.2.2), nous avons choisi de travailler sur celle des oscillateurs de référence, car elle ressort comme l'application ayant le plus fort potentiel.

Dans l'optique de la réalisation de la fonction d'oscillateur de référence à base de MEMS, nous avons étudié le marché global des oscillateurs, ainsi que la façon dont la feuille de route des résonateurs électromécaniques peut s'intégrer dans ce dernier (1.4.4). Cette étude montre qu'il est important d'envisager une intégration des MEMS in-IC sur le long terme. Ce type d'intégration présente en effet de nombreux avantages par rapport à ce qui se fait classiquement pour les quartz ou les premiers MEMS actuels (§1.4.3), où la réalisation de la fonction d'oscillateur nécessite d'assembler deux puces (SMD, Wire-Bonding, Micro-Bumping) : l'une contenant le résonateur, et l'autre contenant l'électronique. Du fait de ce type d'assemblage, la taille minimale du résonateur est limitée et les connexions des deux puces peuvent avoir des conséquences au niveau des performances car elles apportent des couplages parasites, des pertes de signal, qu'il faut compenser au détriment de la consommation de l'ensemble. De surcroît, la co-intégration des

MEMS dans une technologie CMOS permet d'abaisser les coûts, puisque la fonction d'oscillateur peut être réalisée à partir d'une puce unique. Enfin, la co-intégration permet d'envisager la fabrication de plusieurs résonateurs par circuit, sans ajout conséquent de taille, d'où la possibilité de proposer différentes horloges au sein d'une même puce. Cependant, l'approche de résonateurs co-intégrés reste un challenge à relever, du fait qu'il faut réussir à fabriquer des résonateurs performants, tout en ne détériorant pas l'électronique avec laquelle ils seront co-intégrés.

Vu l'intérêt de l'approche de co-intégration et les challenges associés, nous proposons de développer des résonateurs électromécaniques en vue d'une co-intégration monolithique.

1.5.2 Choix d'une technologie

Nous proposons de travailler à l'intégration de résonateurs électromécaniques dans une technologie CMOS front-end en vue d'une co-intégration totale des MEMS avec les transistors. Après avoir étudié les différentes technologies CMOS en cours de développement à STMicroelectronics, nous avons opté pour la fabrication des résonateurs en utilisant les bases d'une technologie CMOS en développement et compatible avec la fabrication des MEMS : la technologie Silicon On Nothing (SON) [91,92].

La technologie SON présente un fort potentiel pour la fabrication de MEMS car elle intègre le dépôt et le retrait sélectif d'une couche sacrificielle en Silicium-Germanium (SiGe). Cette couche peut tout à fait être utilisée pour la libération des MEMS que nous pouvons fabriquer en silicium monocristallin. Nous nous retrouvons dans la même configuration que pour les technologies de type Silicon On Insulator (SOI). Nous aurions pu éventuellement nous tourner vers une technologie SOI plus courante pour les MEMS (§1.3.5.2.4), mais du fait que les technologies SOI nécessitent le recours à des substrats spécifiques très onéreux, nous avons préféré la technologie SON ; d'autant qu'elle n'a jamais été utilisée pour la fabrication des MEMS, ce qui constitue à la fois l'originalité de la démarche et un challenge à relever.

Notons enfin que la feuille de route de la technologie SON prévoit son émergence vers 2012, la rendant tout à fait compatible avec celle de nos résonateurs MEMS (Figure 17).

1.5.3 Choix des dispositifs d'étude

Le recours à l'utilisation de la technologie SON pour la réalisation des résonateurs au niveau front-end impose un certain nombre de contraintes pour le MEMS :

- L'utilisation de matériaux et procédés technologiques exclusivement front-end
- L'épaisseur des couches minces est limitée par les épaisseurs classiques des matériaux front-end

Au niveau du choix des matériaux pour la réalisation des résonateurs, le matériau compatible front-end qui a les meilleures propriétés mécaniques et qui est le plus utilisé pour la réalisation des résonateurs électromécaniques dans l'état de l'art (§1.3.5.2.3), est le silicium monocristallin. Ainsi, nous utiliserons ce matériau pour faire le corps du résonateur.

Concernant les épaisseurs de couches minces accessibles dans les technologies front-end, nous sommes là aussi limités. En effet, les technologies CMOS utilisent en général des épaisseurs de matériaux de l'ordre de quelques centaines de nanomètres, voire du micromètre. Ainsi, nous ne pouvons donc pas envisager de fabriquer des résonateurs très épais, comme c'est le cas de la majorité des résonateurs de l'état de l'art, où les dispositifs présentent des épaisseurs de l'ordre de quelques μm jusqu'à quelques dizaines de μm . Par rapport à ceux-ci, nous resterons dans des gammes d'épaisseur inférieures au μm .

Vu les épaisseurs que nous envisageons pour les résonateurs, nous allons certainement être confrontés à des problèmes de détection. En effet, les surfaces en regard entre les électrodes et les résonateurs vont être minimales, du fait de la petite taille des résonateurs. Afin d'améliorer la détection, nous proposons donc de réaliser des transistors prévus à cet effet, sur le même principe que ceux présentés dans le §1.3.3.2 (Figure 5).

Enfin, l'état de l'art montre la possibilité de fabrication de résonateurs fonctionnant hors plan ou dans le plan (§1.3.5.2). La tendance générale est au recours à des résonateurs fonctionnant dans le plan car ces derniers offrent des possibilités de design bien supérieures : nous pouvons par exemple, fabriquer plusieurs types de résonateurs sur un même substrat (poutres, plaques, disques...). Ainsi, nous choisissons pour l'étude de ne fabriquer que des résonateurs fonctionnant dans le plan, ce qui offrira la possibilité de réaliser à la fois des résonateurs à modes de flexion et à ondes de volume. Outre la mise en place de la détection MOS pour nos résonateurs fonctionnant dans le plan, le principal challenge de cette étude résidera dans l'obtention d'entrefers inférieurs à 100 nm , afin d'espérer pouvoir exciter et détecter les mouvements des résonateurs.

CHAPITRE 2

CONCEPTION ET MODELISATION

2 EME CHAPITRE : CONCEPTION ET MODELISATION

2.1 Introduction

Ce chapitre est dédié à la conception et à la modélisation des résonateurs électromécaniques de l'étude. L'objectif est de sélectionner les meilleurs dispositifs par une étude théorique, en vue de les fabriquer par la suite.

Premièrement, nous réaliserons le design électromécanique des résonateurs. Pour cela, nous déterminerons les types de structure, leurs dimensions, leurs performances, leurs fréquences de fonctionnement... Nous conclurons sur le choix des structures qui seront ensuite fabriquées.

Deuxièmement, nous réaliserons un modèle électromécanique analytique, permettant de décrire le comportement statique et dynamique des résonateurs de l'étude. Ce modèle sera codé en Verilog-A et disponible sous forme d'une instance Cadence. Le but est que le modèle puisse être utilisé comme une nouvelle cellule « Résonateur électromécanique », afin d'aider au design de la fonction d'oscillateur. Notons que nous ferons en réalité deux modèles, l'un comportant une détection capacitive, et l'autre une détection amplifiée par un transistor MOS.

Troisièmement, nous validerons le modèle avec différents outils de simulation. Puis nous l'utiliserons pour étudier le comportement de nos résonateurs en statique et en dynamique, dans le but de préparer leur caractérisation. Enfin, nous montrerons l'apport théorique de la détection par transistor MOS, par rapport à la détection capacitive.

2.2 Postulats pour la conception

Nous avons choisi précédemment de travailler sur le développement de résonateurs :

- A base d'une technologie front-end SON.
- Fonctionnant exclusivement dans le plan, pour des raisons de plus grande flexibilité en design.

Ces choix imposent l'utilisation d'étapes technologiques front-end uniquement. Par conséquent, l'épaisseur des résonateurs que nous pouvons réaliser, est très limitée. Nous verrons dans le chapitre 3 que nous avons choisi de fixer l'épaisseur des résonateurs à 400 nm . Ainsi, nous prendrons en compte cette valeur lors de toute la conception et la modélisation. Nous verrons également dans le chapitre 3, que la technologie SON que nous utiliserons permet de fabriquer des résonateurs en silicium monocristallin. Nous ne considérerons alors que ce matériau pour la conception et la modélisation des résonateurs de l'étude.

Enfin, la modélisation a été menée dans le détail pour les résonateurs de type poutre bi-encastrée, que nous avons privilégiés pour l'étude, et que partiellement pour les résonateurs à ondes de volume.

2.3 Design électromécanique

2.3.1 Dimensionnement fréquentiel

2.3.1.1 Poutre bi-encastrée

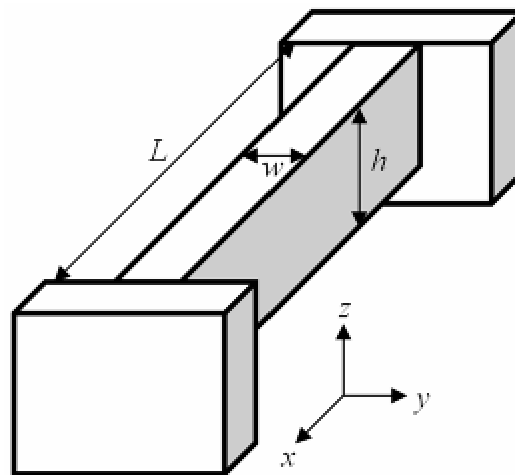


Figure 18 : Schéma d'une poutre bi-encastrée vibrant dans le plan

Commençons par dimensionner le premier mode de résonance d'une poutre bi-encastrée fonctionnant dans le plan (Figure 18), dont l'épaisseur est fixée à $h = 400\text{ nm}$, et dont le matériau structural est du silicium monocristallin non contraint. Au niveau des paramètres matériaux, nous prenons la valeur de $E = 169\text{ GPa}$ pour le module d'Young et la valeur de $\rho = 2330\text{ kg/m}^3$ pour la densité.

Nous définissons maintenant les gammes de grandeur dans lesquelles nous pouvons intervenir pour chaque dimension du résonateur. Nous avons vu précédemment que l'épaisseur de la poutre était limitée à $h = 400\text{ nm}$, du fait de la technologie. Ainsi, afin de garder un aspect de poutre au niveau du résonateur,

nous ne proposerons pas de résonateurs ayant des dimensions latérales supérieures à la hauteur du résonateur, car cela peut engendrer un fonctionnement des résonateurs en mode de plaque, plutôt qu'en mode de poutre. Ce choix permet de privilégier le fonctionnement dans le plan par rapport au fonctionnement hors plan. Cela donne : $w_{\max} = 400 \text{ nm}$. Il faut maintenant définir la largeur minimale des poutres à dimensionner. Cette largeur est donnée par les limites de la technologie, principalement par la contrainte de résolution photo-lithographique et des gravures associées à la définition du résonateur. Compte tenu de la technologie envisagée, nous proposons de limiter la largeur des poutres à $w_{\min} = 200 \text{ nm}$.

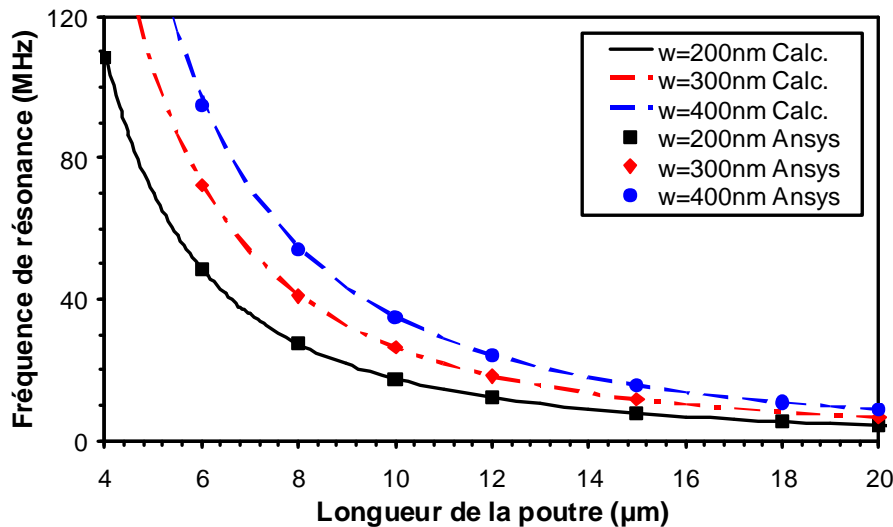


Figure 19 : Evolution de la fréquence de résonance du premier mode d'une poutre bi-encastée en silicium monocristallin, en fonction de ses dimensions (Calcul analytique vs simulation Ansys)

Ayant fixé l'épaisseur de la structure et la gamme de largeurs possibles, nous proposons d'étudier l'effet de la longueur des poutres sur la fréquence de résonance pour différentes largeurs dans la Figure 19.

La longueur minimale de la poutre a été fixée à $L = 4 \mu\text{m}$, car il est nécessaire de conserver un ratio longueur sur largeur au moins supérieur à dix, pour pouvoir considérer la poutre comme telle. La conséquence réside dans le fait que la fréquence maximale que nous pouvons envisager pour le premier mode de résonance est limitée à un peu plus de 100 MHz . Nous nous trouvons dans les mêmes limitations fréquentielles que celles observées dans le chapitre 1, pour des poutres en flexion (§1.3.7).

La longueur maximale de la poutre est fixée à $L = 20 \mu\text{m}$ sur la Figure 19. Cette longueur s'explique d'une part, du fait que dans le but d'une application d'oscillateur de référence, nous n'avons pas besoin de faire des structures résonantes à très basse fréquence (inférieure à quelques MHz). D'autre part, les poutres devenant très longues par rapport à leur section, présentent une tenue mécanique médiocre. La moindre contrainte résiduelle ou force s'appliquant sur la poutre peut alors suffire à casser ou coller cette dernière sur le substrat. De ce fait, nous avons choisi de limiter à $L = 20 \mu\text{m}$ la longueur des poutres sur la Figure 19, ainsi que dans toute notre étude.

Les tracés de la Figure 19 montrent une comparaison entre le calcul des fréquences de résonance à partir de la formule analytique de l'Équation 29, et des simulations réalisées par éléments finis à l'aide du logiciel Ansys Workbench version 10.0. Les fréquences de résonance calculées se superposent quasi parfaitement aux simulations, ce qui montre que les deux méthodes pour la détermination des fréquences de résonance concordent bien, et qu'elles sont bien adaptées pour définir le dimensionnement des résonateurs de type poutre.

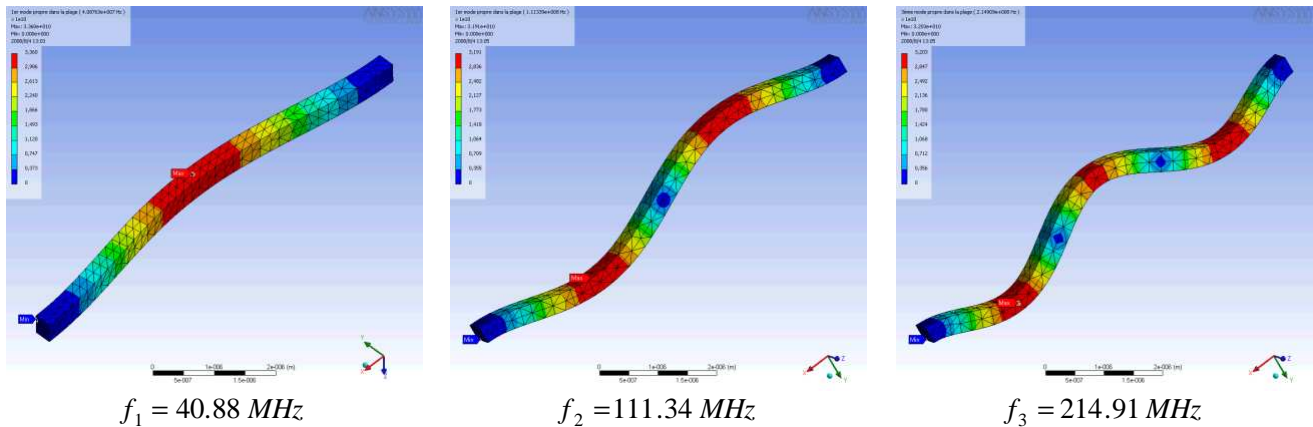


Figure 20 : Exemple de résultats de simulations modales (Ansys) des trois premiers modes de résonance d'une poutre bi-encastree en silicium monocristallin ($L = 8\mu\text{m}$, $w = 300\text{nm}$ et $h = 400\text{nm}$)

La Figure 20 présente les résultats de simulations Ansys sur un exemple de poutre bi-encastree. Les simulations ayant permis de placer les points de fréquence de la Figure 19 ont été réalisées à l'identique. Concernant les trois modes de résonance représentés, seuls le premier et le troisième présentent un intérêt pour la fabrication. En effet, comme nous pouvons le voir sur la Figure 20, le deuxième mode présente un nœud de vibration au centre de la poutre. Ce nœud constitue également un centre de symétrie de la structure. De ce fait, les courants capacitifs issus du mouvement de chaque partie de la poutre sont opposés, et par conséquent ils s'annulent. Ainsi, nous ne pouvons pas détecter de mouvement si nous ne plaçons qu'une simple électrode de détection sur toute la longueur de la poutre. Il faudrait concevoir une électrode spécifique pour ce mode. Nous choisissons donc de ne pas utiliser le deuxième mode de vibration pour l'étude et de privilégier le premier, qui présente de plus une amplitude de vibration bien supérieure, comme le montre la Figure 21 qui suit.

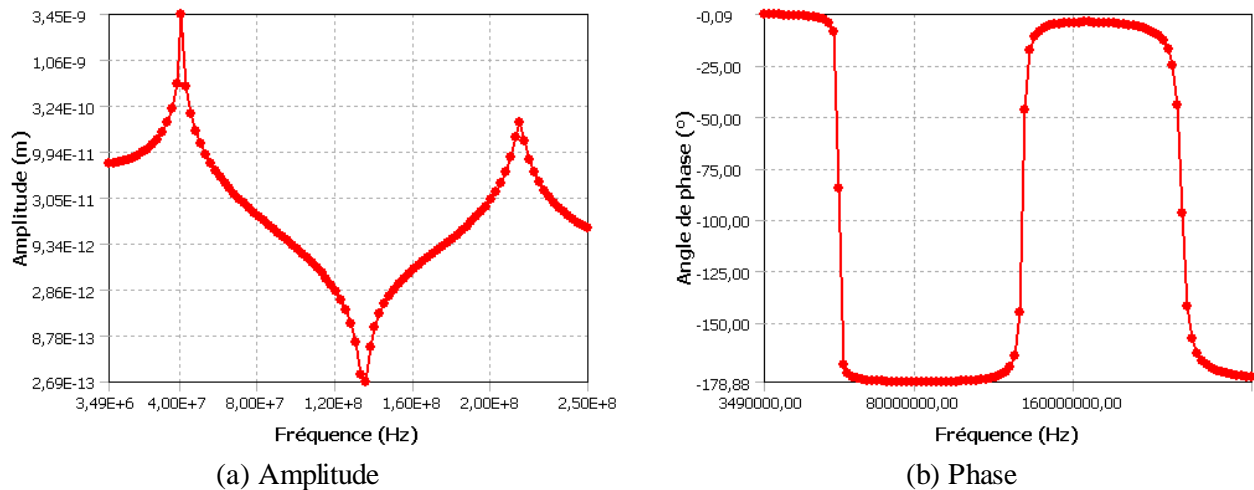


Figure 21 : Résultats d’une analyse harmonique (Ansys) en amplitude et en phase pour une poutre bi-encastree en silicium monocristallin ($L=8\mu m$, $w=300nm$ et $h=400nm$)

La Figure 21 présente les résultats en amplitude et en phase d’une étude réalisée sous Ansys pour une poutre bi-encastree. Le graphe en amplitude de vibration de la poutre bi-encastree montre deux pics. Le premier pic de résonance correspond au premier mode, dont nous pouvons observer la déformée dans la Figure 20. Le second pic de résonance correspond au troisième mode de la Figure 20. Comme évoqué précédemment, nous constatons que le deuxième mode de vibration n’est pas présent sur le graphe, car nous avons tracé l’amplitude moyenne de mouvement sur la surface latérale totale de la poutre. Comme le deuxième mode possède un centre de symétrie, les amplitudes s’annulent lors de la détection sur toute la longueur de la poutre, ce qui est en adéquation avec la simulation.

Enfin, le graphe en amplitude montre l’intérêt de travailler sur le premier mode par rapport au troisième en termes de détection. L’amplitude du premier mode est en effet de l’ordre de quelques nanomètres, alors que celle du troisième est dix fois plus petite, de l’ordre de quelques angströms. Notons cependant que nous avons utilisé un coefficient d’amortissement constant et défini arbitrairement pour l’analyse harmonique des trois modes de résonance. Ainsi les résultats d’amplitude de vibration des différents modes supposent un facteur de qualité constant et donc indépendant du mode étudié. Cela n’est pas vrai dans la réalité, où le facteur de qualité du troisième mode peut parfois être supérieur à celui du premier, auquel cas nous pourrions également observer un pic de résonance du troisième mode de plus forte amplitude que celui du premier. Cela nuance alors notre conclusion sur le mode présentant le plus d’amplitude de résonance et donc d’intérêt. Le premier et le troisième mode présentent donc tous deux un fort intérêt.

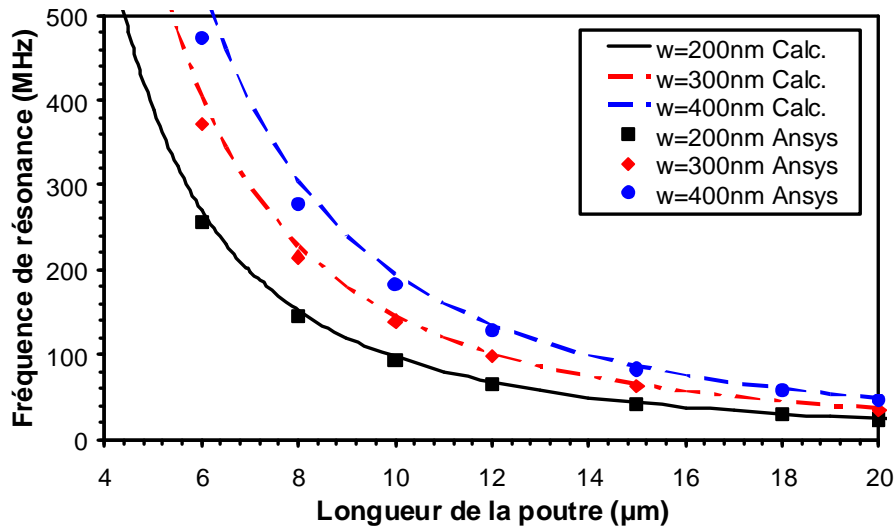


Figure 22 : Evolution de la fréquence de résonance du troisième mode d'une poutre bi-encastree en silicium monocristallin, en fonction de ses dimensions (Calcul analytique vs simulation Ansys)

De même que nous avons représenté en Figure 19 l'évolution de la fréquence de résonance du premier mode de vibration d'une poutre bi-encastree, nous proposons dans la Figure 22 de représenter l'évolution de la fréquence de résonance pour le troisième mode de résonance des mêmes structures.

La Figure 22 montre que nous pouvons monter beaucoup plus haut en fréquence que les 100 MHz annoncés pour les poutres bi-encastrees, en préférant le troisième mode de résonance, qui survient à une fréquence plus de 5.5 fois plus élevée que le premier mode. L'inconvénient de l'utilisation du troisième mode est que l'amplitude de vibration devient très faible par rapport au premier (Figure 21). Au niveau de la comparaison des simulations Ansys et du calcul analytique (Équation 31), nous constatons une corrélation quasi parfaite pour des longueurs de poutre supérieures à 10 μm. En dessous de cette dimension, nous observons cependant une petite divergence, particulièrement quand la section de la poutre tend vers une section carrée. Cela peut s'expliquer d'une part du fait que quand le rapport longueur sur largeur diminue, l'hypothèse d'une poutre infiniment longue par rapport à sa largeur commence à ne plus être totalement vérifiée.

En conclusion, nous venons de définir les gammes de dimensions possibles pour nos résonateurs de type poutre bi-encastree. Les gammes ont été définies à la fois en prenant en compte les limitations liées à la technologie, mais aussi par rapport aux conditions de forme de la poutre au niveau de la mécanique. Nous constatons sur la Figure 19 que les limitations dimensionnelles fixées laissent à l'utilisateur le choix de différents couples de longueur et de largeur pour chaque fréquence de résonance. Il reste maintenant à choisir parmi ces couples possibles, les meilleurs d'entre eux à partir d'études plus complètes. Nous détaillerons cela dans les paragraphes suivants.

2.3.1.2 Résonateurs à ondes de volume

Comme pour les résonateurs à modes de flexion, nous proposons de dimensionner les résonateurs à ondes de volume. Parmi le large choix de dispositifs présentés dans le Tableau 3, commençons par sélectionner les dispositifs de l'étude. Au niveau des disques, nous excluons ceux dont le mode de vibration est extensionnel impliquant un ancrage central, ce qui complique les réalisations technologiques. Nous ne gardons alors que les disques à mode elliptique. Quant aux plaques, nous proposons d'utiliser à la fois le mode extensionnel et le mode de Lamé. Nous nous intéresserons également aux barreaux, dont la fréquence de résonance est décrite par la même équation que celle des plaques en mode extensionnel. Nous nous contenterons alors du dimensionnement des plaques et l'utiliserons pour les barreaux.

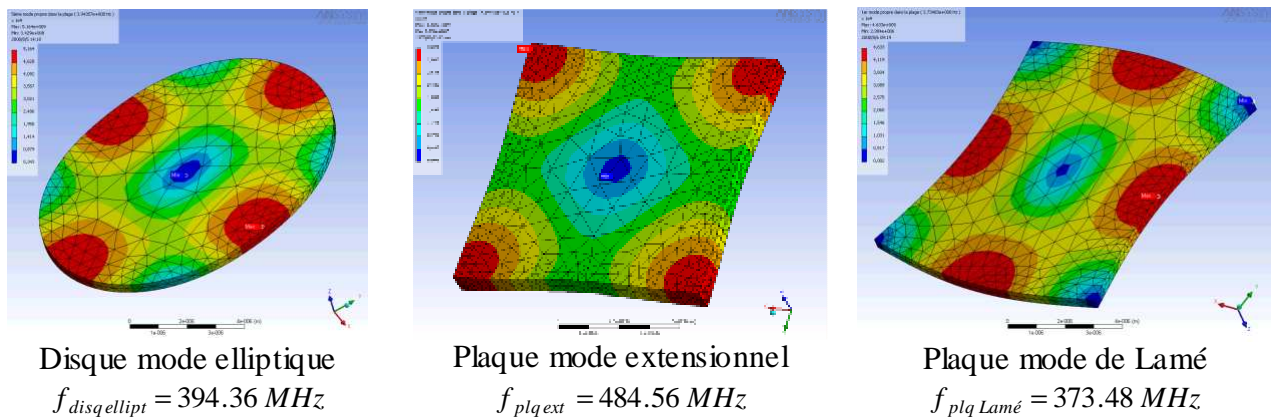


Figure 23 : Exemple de résultats de simulations modales (Ansys) de différents résonateurs à ondes de volume en silicium monocristallin (Disques $D = 10\, \mu m$, Plaques $L = 10\, \mu m$ et $h = 400\, nm$ pour tous les résonateurs)

La Figure 23 montre les résultats de simulation de deux résonateurs à ondes de volume : un disque en mode elliptique et une plaque en mode extensionnel et de Lamé. Les fréquences de résonance sont données pour une dimension de $10\, \mu m$ (longueur ou diamètre). Nous constatons que les fréquences de résonance sont proches pour chaque type de composant et que les points nodaux ne sont pas toujours les mêmes selon le mode excité.

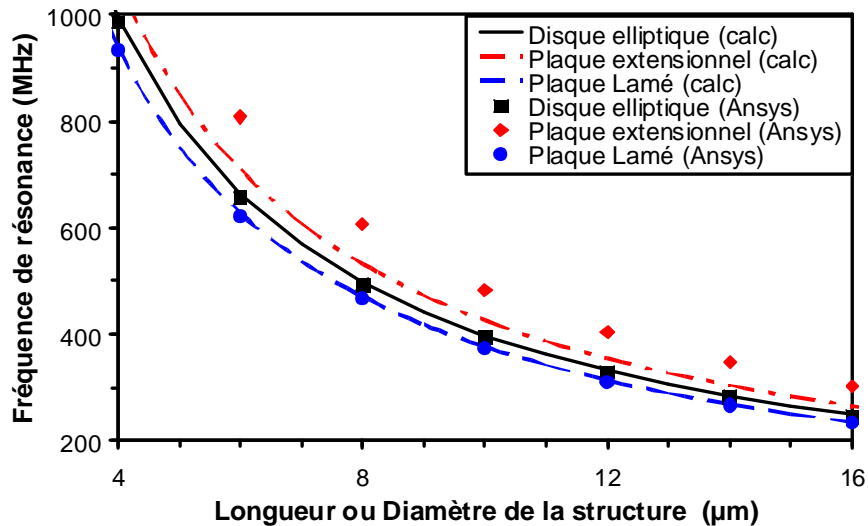


Figure 24 : Evolution de la fréquence de résonance de différents résonateurs à ondes de volume en silicium monocristallin, en fonction de leurs dimensions (Calcul analytique vs simulation Ansys)

La Figure 24 propose une étude de la fréquence de résonance des disques et plaques présentés dans la Figure 23, avec en plus une variation des dimensions des résonateurs. Le calcul des fréquences de résonance a été fait d'une part de façon analytique grâce à l'Équation 37 pour le disque à mode elliptique, l'Équation 38 pour la plaque en mode extensionnel et l'Équation 40 pour la plaque en mode de Lamé, et d'autre part par simulations Ansys. Nous constatons, comme pour les poutres en flexion, que la corrélation entre les calculs analytiques et les simulations est quasi parfaite pour les disques à mode elliptique et les plaques à mode de Lamé. En revanche, nous observons une différence importante (supérieure à 10 %) pour les plaques à mode extensionnel.

Notons également que, comme évoqué dans le §1.3.7, les fréquences sont plus élevées que pour les poutres en flexion. Ainsi, nous avons choisi de ne représenter sur la Figure 24 que des résonateurs présentant des fréquences supérieures à 200 MHz, vu qu'en dessous, les résonateurs de type poutre peuvent être utilisés et les structures trop grandes amèneront des problèmes au niveau de la libération.

Concernant les résonateurs à ondes de volume, c'est la taille des dispositifs qui conditionne les fréquences de résonance accessibles. Les limites au niveau de la taille sont les suivantes. Plus le résonateur est petit et plus la fréquence de résonance est haute, mais moins nous aurons de surface pour la détection. Nous avons limité la taille minimale à $4\mu m$, principalement pour cette dernière raison. La taille maximale est limitée par la technologie. Il semble raisonnable de ne pas envisager de faire des résonateurs de taille supérieure à $15\mu m$, du fait des problèmes de libération des structures que cela engendre (cf Chapitre 3, 3.3.1.5).

En conclusion, les fréquences de résonance que nous pouvons atteindre pour les résonateurs à ondes de volume de l'étude, se situent dans la gamme 200 – 1000 MHz.

2.3.2 Déformée d'une poutre bi-encastree

Nous souhaitons calculer la déformée d'une poutre bi-encastree, car nous en aurons besoin des résonateurs de l'étude pour la modélisation analytique. Pour le calcul, nous considérons la force électrostatique comme étant uniformément répartie sur la surface en regard entre le résonateur et l'électrode.

Nous proposons de faire le calcul de la déformée de la poutre, engendrée par la force d'actionnement, à partir du schéma ci-dessous :

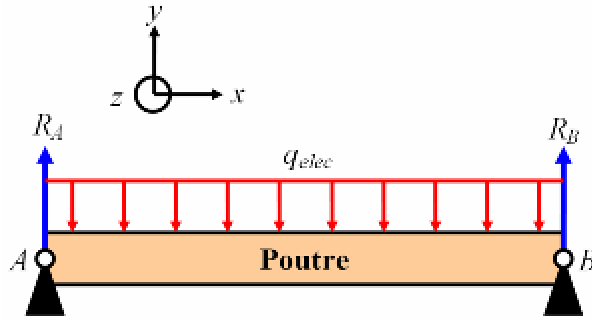


Figure 25 : Schéma de principe d'une poutre bi-encastree chargée par une force électrostatique répartie uniformément

La Figure 25 schématise une poutre bi-encastree chargée par une force électrostatique, uniformément répartie. Partons de l'équation suivante, valide dans le cadre d'une poutre en flexion :

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{M}{EI} \quad \text{Équation 57}$$

E est le module d'Young du matériau constituant la poutre, I le moment quadratique de la poutre de section rectangulaire, et M le moment fléchissant, que nous calculons comme suit :

$$M = -\frac{q_{elec} \cdot x^2}{2} + \frac{q_{elec} \cdot L \cdot x}{2} \quad \text{Équation 58}$$

q_{elec} est la charge mécanique linéique. En injectant l'Équation 58 dans l'Équation 57, nous obtenons :

$$E \cdot I \cdot \frac{d^2 y}{dx^2} = -\frac{q_{elec} \cdot x^2}{2} + \frac{q_{elec} \cdot L \cdot x}{2} \quad \text{Équation 59}$$

En intégrant l'Équation 59 par rapport à x , nous obtenons :

$$E \cdot I \cdot \frac{dy}{dx} = -\frac{q_{elec} \cdot x^3}{6} + \frac{q_{elec} \cdot L \cdot x^2}{4} + Cste \quad \text{Équation 60}$$

La constante d'intégration notée $Cste$ est déterminée à partir d'une condition aux limites de la poutre bi-encastree qui est que $d^2 y / dx^2 = 0$ au milieu de la poutre soit à $x = L/2$, ce qui permet de déterminer la constante d'intégration, qui vaut alors :

$$Cste = -\frac{q_{elec} \cdot L^3}{24} \quad \text{Équation 61}$$

En injectant l'Équation 61 dans l'Équation 60 et en intégrant à nouveau par rapport à x , nous obtenons :

$$|y(x)| = \frac{q_{elec}}{12 \cdot E \cdot I} \cdot \left(-\frac{x^4}{2} + L \cdot x^3 - \frac{L^3 \cdot x}{2} \right) \quad \text{Équation 62}$$

Cette équation nous permettra lors de la modélisation (§2.4 et §2.5) de prendre en compte le fait que la poutre ne se déforme pas comme un condensateur plan. En remplaçant x par $L/2$ dans l'Équation 52, nous trouvons la flèche qui s'écrit :

$$|y(x)| = \frac{5}{384} \cdot \frac{q_{elec} \cdot L^4}{E \cdot I} \quad \text{Équation 63}$$

2.3.3 Effet des contraintes dans le résonateur

2.3.3.1 Origine des contraintes

Tout matériau déposé en couche mince est généralement contraint. Les origines des contraintes sont soit extrinsèques, soit intrinsèques, comme par exemple dans le cas d'un dopage.

Les contraintes extrinsèques sont souvent d'origine thermique. Elles sont dues à la différence de coefficients de dilatation thermique, comme par exemple entre le film mince déposé et le substrat ou une autre couche support. En effet, dans le cas des MEMS, quand nous libérons la couche sacrificielle située sous la couche structurelle, cette dernière relaxe ses contraintes sous forme de déformations.

Les contraintes intrinsèques sont liées aux procédés de fabrication. Elles ont plusieurs origines : présence d'atomes dopants ou d'impuretés dans le matériau, mauvaise croissance cristalline...

2.3.3.2 Types de contraintes

Les contraintes peuvent s'exercer en tension, en compression, ou graduellement dans l'épaisseur du matériau. Concernant les MEMS et plus particulièrement les résonateurs électromécaniques de l'étude, les contraintes en tension ne sont pas trop problématiques car elles n'engendrent pas de flambage ou courbure indésirable des résonateurs. Elles vont néanmoins influencer sur la fréquence de résonance.

Cependant, les contraintes en compression sont plus problématiques. Par exemple, pour une poutre bi-encastree, si le matériau structurel est contraint en compression axiale, nous observerons alors un flambement de la poutre lors de la libération, équivalent à l'application d'une force électrostatique. Cela a des conséquences sur le comportement dynamique du résonateur, en particulier sur sa fréquence de résonance (§2.3.3.3).

Enfin, les gradients de contraintes peuvent aussi s'avérer problématiques s'ils génèrent des forces suffisamment importantes pour que les déformations soient visibles sur les structures. Ce type de contrainte apparaît par exemple, si le procédé de fabrication du matériau n'est pas constant en fonction de l'épaisseur déposée. Nous espérons que les gradients de contraintes soient très faibles dans le cadre de notre étude. En effet, le matériau structural étant du silicium monocristallin uniformément dopé (choisi préférentiellement à une implantation) réalisé par épitaxie, il n'y a donc pas de raison d'observer des gradients de contraintes.

2.3.3.3 Effet des contraintes sur une poutre

Quand nous avons calculé les modes de résonance d'une poutre bi-encastree dans le §1.3.5.1, nous n'avons pas pris en compte l'effet de contraintes résiduelles dans la poutre. Nous avons donc considéré par défaut que les contraintes résiduelles étaient nulles, ce qui a donné l'expression simplifiée de la fréquence de résonance de l'Équation 29. L'expression de la fréquence de résonance prenant en compte les contraintes est la suivante :

$$f_1 = 1.028 \cdot \sqrt{\frac{E}{\rho}} \cdot \frac{w}{L^2} \cdot \sqrt{1 + 0.293 \cdot \frac{L^2}{E \cdot w^2} \cdot \sigma} \quad \text{Équation 64}$$

L'expression de la fréquence de résonance donnée dans l'Équation 64, issue de [32], est valide pour une poutre bi-encastree sur son premier mode de résonance dont les contraintes sont en dessous du seuil de flambement. Les contraintes sont données par le terme σ , qui représente les contraintes longitudinales dans la poutre, soit en tension, soit en compression, suivant le signe donné à ce terme.

Dans le cadre de notre procédé de fabrication, nous souhaitons limiter au maximum les contraintes et visons zéro contraintes résiduelles. Compte tenu du fait que la couche structurelle du résonateur sera réalisée en silicium monocristallin épitaxié et recuit, nous nous attendons à de très faibles contraintes résiduelles en tension ou compression, de l'ordre de la dizaine de MPa . Si nous faisons l'application numérique dans l'Équation 64 avec des contraintes fixées à $10 MPa$ pour une poutre vibrant à $20 MHz$, nous décalons la fréquence de résonance initiale d'un peu plus de 2% . Ce décalage est certes non négligeable, mais il est faible par rapport au décalage lié à la tension de polarisation, pouvant dépasser 15% (2.3.5) sur ce type de structure.

En conclusion, nous faisons le choix de ne pas tenir compte des contraintes pour la suite, par exemple dans la modélisation, dans un premier temps. Nous ajouterons la contribution des contraintes dans la modélisation si nous nous rendons compte qu'elles ne sont pas négligeables lors des caractérisations.

2.3.4 Non-linéarités

2.3.4.1 Généralités

L'étude des non-linéarités a son importance dans le cadre des résonateurs électromécaniques, car ces dernières peuvent engendrer des perturbations de la fréquence de résonance, des distorsions des pics de résonance..., influant directement sur les performances des résonateurs.

Afin d'exprimer l'effet des non-linéarités sur la fréquence de résonance d'un résonateur électromécanique de type poutre, considérons un système masse-ressort amorti sur la base de celui étudié dans le § 1.3.9 :

$$m \cdot \ddot{y} + \alpha \cdot \dot{y} + k \cdot y = F_{elec} \quad \text{Équation 65}$$

Les non-linéarités interviennent dans l'Équation 65 par l'intermédiaire du coefficient de raideur k , que nous pouvons développer sous forme d'une série :

$$k = k_0 \cdot (1 + k_1 \cdot y + k_2 \cdot y^2 \dots) \quad \text{Équation 66}$$

k_0 est le terme linéaire, k_1 et k_2 sont les termes anharmoniques du premier, et du second ordre respectivement. L'équation différentielle du mouvement s'écrit alors :

$$m \cdot \ddot{y} + \alpha \cdot \dot{y} + k_0 \cdot y + k_0 \cdot k_1 \cdot y^2 + k_0 \cdot k_2 \cdot y^3 = F_{elec} \quad \text{Équation 67}$$

Les solutions de l'Équation 67, suite à une succession d'approximations, peuvent s'exprimer sous la forme suivante :

$$y(t) = y_0 + y_1 \cdot \cos(\omega \cdot t) + y_2 \cdot \cos(2 \cdot \omega \cdot t) + y_3 \cdot \cos(3 \cdot \omega \cdot t) + \dots \quad \text{Équation 68}$$

Dans le cas de vibrations sans amortissement, l'amplitude maximale de déplacement de la poutre bi-encastée est donnée lorsque :

$$y_2 = \frac{k_1}{6} \cdot y_1^2 \quad \text{Équation 69}$$

$$y_3 = \left(\frac{k_1^2}{48} + \frac{k_2}{32} \right) \cdot y_1^3 \quad \text{Équation 70}$$

La fréquence de résonance du système change à cause de la présence des non-linéarités et la nouvelle fréquence de résonance s'écrit alors :

$$\omega_0' = \omega_0 \cdot \left(1 + \left(\frac{3}{8} \cdot k_2 - \frac{5}{12} \cdot k_1^2 \right) \cdot y_1^2 \right) \quad \text{Équation 71}$$

Cette démonstration, présentée dans [93], propose également une représentation de l'effet des non-linéarités selon les valeurs de k_1 et k_2 :

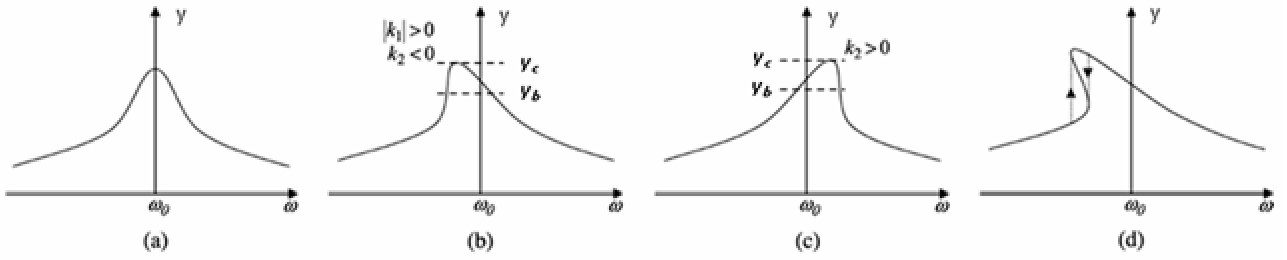


Figure 26 : Effet des non-linéarités sur le pic de résonance d'une poutre bi-encastée, en fonction de différentes configurations

La Figure 26 présente quatre pics de résonance en amplitude pour une poutre bi-encastée. Dans le premier cas (a), la réponse est linéaire. Dans le deuxième cas (b), le pic est déformé vers les basses fréquences. Dans le troisième cas (c), le pic est déformé vers les hautes fréquences. Dans le quatrième et dernier cas (d), le pic est déformé vers les basses fréquences et nous observons un phénomène d'hystérésis. Nous définissons le point d'apparition de l'hystérésis comme étant le point de bifurcation, intervenant lorsque :

$$y_b = \frac{1}{\sqrt{\sqrt{3} \cdot Q \cdot \left| \frac{3}{8} \cdot k_2 - \frac{5}{12} \cdot k_1^2 \right|}} \quad \text{Équation 72}$$

A ce point de bifurcation correspond une amplitude de vibration critique qui s'écrit :

$$y_c = \frac{2}{\sqrt{3 \cdot \sqrt{3} \cdot Q \cdot \left| \frac{3}{8} \cdot k_2 - \frac{5}{12} \cdot k_1^2 \right|}} \quad \text{Équation 73}$$

Nous pouvons considérer l'amplitude critique pour déterminer ainsi l'énergie maximale que le système peut stocker afin de rester linéaire, comme suit :

$$E_m^{\max} = \frac{1}{2} \cdot k_0 \cdot y_c^2 \quad \text{Équation 74}$$

Nous pouvons ainsi déduire de l'Équation 74 la puissance maximale admissible par le système au niveau de l'excitation électrique. En effet, la puissance électrique fournie au résonateur se décompose en une composante correspondant à l'énergie stockée dans le résonateur et une composante correspondant aux pertes du système. En supposant le pire cas au niveau des non-linéarités où les pertes sont nulles, l'énergie maximale admissible détermine directement la puissance maximale que nous pouvons envoyer sur le résonateur. Notons que l'énergie maximale admissible est d'autant plus faible que le facteur de qualité du résonateur est élevé, d'après l'Équation 73 et l'Équation 74.

Nous venons de décrire l'effet des non-linéarités au niveau des pics de résonance. Or, ces dernières influent aussi sur le bruit de phase dans le cadre des applications d'oscillateur, à travers la puissance maximale admissible. Cela est étudié dans [93] où la puissance maximale admissible rentre en compte dans la formule du bruit de phase de l'oscillateur (Équation 56). Ce dernier est d'autant plus faible que la puissance administrée au résonateur est élevée. Cette constatation ne doit cependant pas remettre en cause l'intérêt des

résonateurs à fort facteur de qualité, car certes l'énergie maximale est limitée donc augmente le bruit de phase, mais cela est contre balancé par le fort facteur de qualité, qui lui réduit le bruit de phase (le facteur de qualité entre en compte dans l'Équation 56 à travers f_c).

Les non-linéarités, dans le cadre de résonateurs électrostatiques, peuvent être de deux types: mécaniques ou électriques. Nous les étudierons ci-dessous dans ce cadre d'une poutre bi-encastée.

2.3.4.2 Non-linéarités mécaniques

Les non-linéarités mécaniques sont attribuées à des variations de contraintes dans la poutre, mais aussi à la relation entre la force et le déplacement.

La constante de raideur mécanique prenant en compte les non-linéarités est donnée dans [93] et s'exprime :

$$k_m(y) = k_{0m} \cdot \left(1 + \frac{0.767}{w^2} \cdot y^2 \right) \quad \text{Équation 75}$$

Avec w la largeur de la poutre. De manière générale, lors des caractérisations, nous éviterons de faire fonctionner les résonateurs dans leur domaine non linéaire. Compte tenu de cela, nous ne prendrons pas en compte les non-linéarités mécaniques dans la modélisation des résonateurs.

2.3.4.3 Non-linéarités électriques

Nous proposons d'étudier l'effet des non-linéarités électriques dans le cadre d'une poutre bi-encastée. Ces non-linéarités sont dues au mécanisme de couplage électrostatique. La constante de raideur électrique k_e [93], prenant en compte les non-linéarités, est obtenue à partir de développement en série au second ordre de la force électrostatique (Équation 2), et s'écrit :

$$F_{elec} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\epsilon_0 \cdot S \cdot V^2}{(d_0 - y)^2} \approx \frac{\epsilon_0 \cdot S \cdot V^2}{2 \cdot d_0^2} \cdot \left(1 + \frac{2}{d_0} \cdot y + \frac{3}{d_0^2} \cdot y^2 + \frac{4}{d_0^3} \cdot y^3 \right) \quad \text{Équation 76}$$

V est la différence de potentiel électrique entre électrode et résonateur, S est la surface en regard entre électrode et résonateur, d_0 est l'entrefer initial et y est la position du centre de la poutre. Nous pouvons également réécrire la force électrostatique sous la forme :

$$F_{elec} = \frac{\epsilon_0 \cdot S \cdot V^2}{2 \cdot d_0^2} + k_e \cdot y \quad \text{Équation 77}$$

Avec :

$$k_e(y) = k_{0e} \cdot (1 + k_{1e} \cdot y + k_{2e} \cdot y^2) \quad \text{Équation 78}$$

Avec :

$$k_{0e} = \frac{V^2 \cdot \epsilon_0 \cdot S}{2 \cdot d_0^3} \quad \text{Équation 79}$$

$$k_{1e} = 3/d_0 \quad \text{Équation 80}$$

$$k_{2e} = 4/d_0^2 \quad \text{Équation 81}$$

Le terme k_{0e} correspond aux non-linéarités liées à la tension de polarisation. L'effet de ce terme sur la réponse des résonateurs est détaillé dans le §2.3.5. La conséquence sur les courbes de résonance est un décalage fréquentiel sans déformation du pic. Il est donc important de prendre en considération ces non-linéarités car nous en observerons l'effet lors de la caractérisation des composants fabriqués.

Cependant, les non-linéarités déformant le pic de résonance liées aux termes k_{1e} et k_{2e} , sont du second ordre. Nous ne les prendrons donc pas en compte dans la modélisation et nous garderons une excitation du résonateur à un seuil inférieur à celui les faisant apparaître.

2.3.5 Effet de la tension de polarisation

La tension de polarisation décale le pic de résonance des résonateurs électromécaniques. Nous proposons d'en étudier la raison dans le cadre d'une poutre bi-encastree. Pour cela, considérons à nouveau un système masse-ressort amorti sur la base de celui étudié dans le § 1.3.9 :

$$m_r \cdot \ddot{y} + \alpha \cdot \dot{y} + k_r \cdot y = F_{elec} \quad \text{Équation 82}$$

Jusque là, nous avons considéré le coefficient de raideur k_r comme n'étant lié qu'à la structure mécanique du résonateur. Or, nous avons vu dans le §2.3.4.3 que la force électrostatique peut se décomposer en série, ce qui fait apparaître le coefficient k_{0e} . Si nous ajoutons ce coefficient dans l'Équation 79, nous obtenons :

$$m_r \cdot \ddot{y} + \alpha \cdot \dot{y} + (k_r - k_{0e}) \cdot y = \frac{\epsilon_0 \cdot S \cdot V^2}{2 \cdot d_0^2} \quad \text{Équation 83}$$

La fréquence de résonance associée devient alors :

$$f_{res} = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \sqrt{\frac{k_r}{m_r}} \cdot \left(1 - \frac{k_{0e}}{k_r} \right) \quad \text{Équation 84}$$

Avec k_r la raideur mécanique d'une poutre bi-encastree que nous pouvons calculer dans le cadre d'une poutre bi-encastree telle que :

$$k_r = \frac{192 \cdot E \cdot I}{L^3} \quad \text{Équation 85}$$

m_r est la masse effective et peut être calculée à partir de l'Équation 43. Notons que, compte tenu de l'Équation 84, la fréquence de résonance effective sera toujours plus basse que celle que nous avons pu calculer précédemment à partir de l'Équation 29 pour une poutre, dès lors que nous ajoutons une tension de polarisation non nulle. Ce phénomène est lié au fait que la tension de polarisation soit au carré dans

l'Équation 79, donnant la raideur électrique k_{0e} , agissant comme une raideur négative sur le système vibrant.

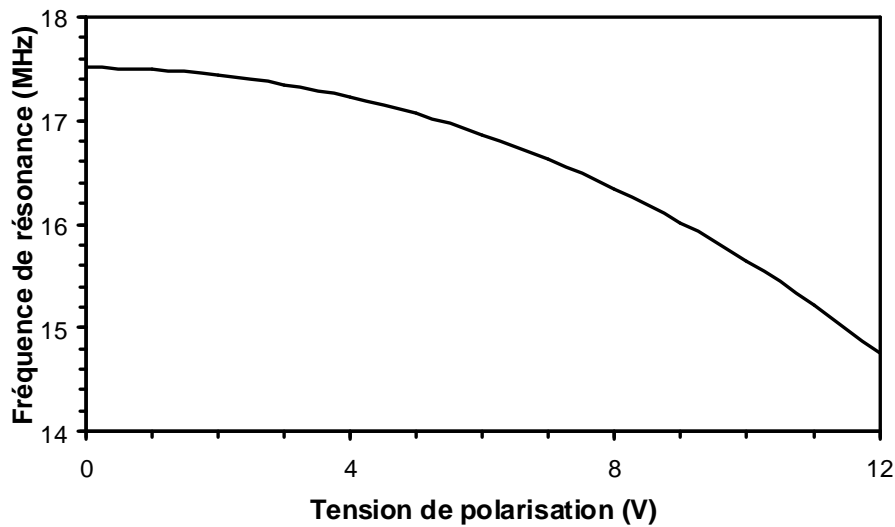


Figure 27 : Effet de la tension de polarisation sur la fréquence de résonance d'une poutre bi-encastrée en silicium monocristallin ($L=10\ \mu m$, $w=200\ nm$, $d_0=100\ nm$ et $h=400\ nm$)

La Figure 27 est une application de l'Équation 84 dans le cadre d'une poutre bi-encastrée, dont les dimensions et la fréquence de résonance sont proches de celles de notre étude. Nous constatons d'une part, que la fréquence de résonance à polarisation nulle est bien équivalente à celle calculée précédemment avec l'Équation 29, et d'autre part, que la variation de fréquence de résonance dépend de la variation de la tension de polarisation au carré. Dans l'exemple de la Figure 27, nous avons représenté la fréquence de résonance en dessous d'une tension de polarisation de $12\ V$, car au-delà, nous observons le pull-in de la poutre sur son électrode (§2.3.6, Figure 28).

Une variation de tension de $12\ V$ correspond à une variation de $2.76\ MHz$ sur la fréquence de résonance, initialement à $17.51\ MHz$, soit près de 15.8 % de variation de fréquence. Il est alors essentiel de prendre en compte ce phénomène pour les poutres. Nous pouvons même imaginer s'en servir pour compenser les variations de fréquence de résonance liées à la température, au vieillissement, aux variations technologiques...

2.3.6 Tension de pull-in d'une poutre bi-encastrée

La force électrostatique (Équation 2) dépend linéairement de la surface en regard entre le résonateur et son électrode d'actionnement ou détection. Elle dépend également de la taille de l'entrefer au carré, ainsi que de

la différence de potentiel électrique appliquée entre le résonateur et l'électrode d'actionnement. Cela signifie que selon la rigidité de la structure mécanique, la force ayant une dépendance non linéaire en fonction de la tension appliquée, peut faire coller la structure à l'électrode. Afin d'éviter ce type de problème, nous proposons d'évaluer, dans le cadre des poutres bi-encastées, la tension maximale avant que la structure ne vienne se coller à l'électrode : nous parlons de tension de « pull-in ». Pour faire le calcul, nous considérons la poutre bi-encastée schématisée dans la Figure 7. Afin de déterminer la limite de stabilité, il faut écrire l'équilibre des forces en présence au niveau de la poutre, ramenées à son centre selon l'axe y :

$$\sum F_y = 0 \text{ ce qui donne } F_{elec} + F_{rappel} = 0 \quad \text{Équation 86}$$

La force électrostatique est celle définie dans l'Équation 16. La force de rappel de la poutre s'écrit :

$$F_{rappel} = k \cdot y \text{ avec } k = \frac{192 \cdot E \cdot I}{L^3} \text{ et } I = \frac{h \cdot w^3}{12} + \frac{w \cdot h^3}{12} \quad \text{Équation 87}$$

k est la raideur de la poutre bi-encastée en mode de flexion, qui s'exprime en fonction de sa géométrie et de ses dimensions. E est le module d'Young et L la longueur de la poutre. I est le moment quadratique de la poutre de section rectangulaire. h est la hauteur de la poutre selon l'axe z (Figure 7) et w sa largeur. La condition d'équilibre stable de la poutre est la suivante :

$$y_{eq \max} < \frac{1}{3} \cdot d_0 \quad \text{Équation 88}$$

L'Équation 88 montre que tant que le déplacement au centre de la poutre selon l'axe y ne dépasse pas $1/3$ de l'entrefer, la poutre ne risque pas de se coller sur l'électrode ; l'équilibre est stable. Dès que le déplacement est supérieur à $y_{eq \max}$, l'équilibre devient instable et la poutre se colle sur l'électrode, ce qui peut endommager le résonateur.

Il est alors intéressant de relier le point d'instabilité exprimé en fonction de la position de la poutre à la tension d'actionnement, afin de calculer quelle est la tension d'actionnement maximale admissible afin d'éviter le pull-in. Pour cela, il suffit d'injecter la condition de limite de stabilité de l'Équation 88 dans l'Équation 86, ce qui permet d'obtenir la tension de pull-in :

$$V_{pull-in} = \sqrt{\frac{8 \cdot k \cdot (d_0)^3}{27 \cdot \epsilon_0 \cdot h \cdot L}} \quad \text{Équation 89}$$

k est la raideur de la poutre, d_0 l'entrefer initial, w la largeur et L la longueur en supposant que l'électrode a la même longueur que la poutre. Nous prendrons alors des précautions lors du design des composants et lors de leur caractérisation pour ne pas dépasser la tension de pull-in.

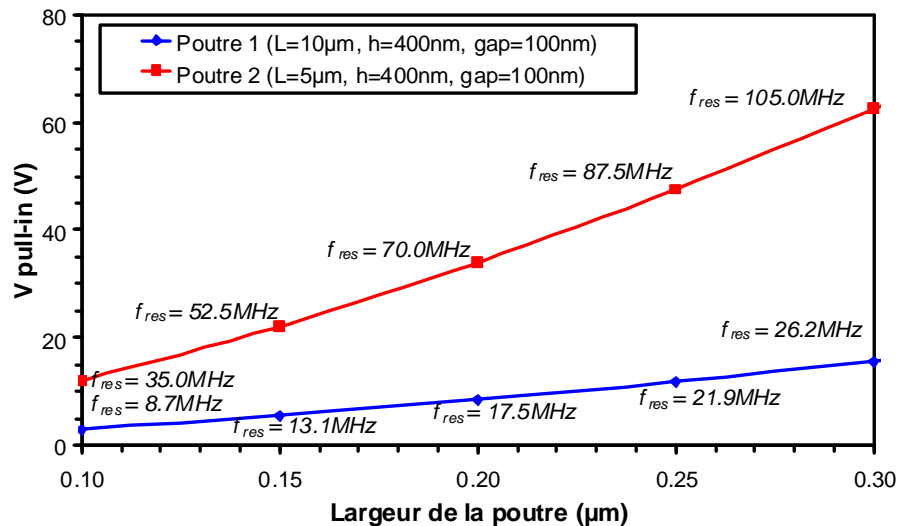


Figure 28 : Tensions de pull-in en fonction de différentes tailles de poutres bi-encastées, en supposant une longueur de détection égale à la longueur de la poutre

La Figure 28 donne des exemples d'ordre de grandeur des tensions de pull-in obtenues pour des poutres bi-encastées, dont les fréquences de résonance vont de 10 à plus de 100 MHz, correspondant aux structures retenues pour notre étude. La fréquence étant liée à la rigidité de la poutre, il est normal de constater que les poutres ayant des fréquences de résonance au-delà de quelques dizaines de MHz, présentent des tensions de pull-in très élevées ne posant aucun problème. En effet, la tension de pull-in minimale au-delà de 20 MHz est supérieure à 10 V, alors que dans le cadre d'une intégration in-IC, les tensions admissibles n'excèdent pas quelques volts à la dizaine de volts. En revanche, pour les poutres de faible rigidité ayant des fréquences de résonance inférieures à 20 MHz, il faut être rigoureux sur le choix des tensions d'actionnement. Par exemple, la tension de pull-in de la poutre à 8.7 MHz n'est que de 3.0 V.

Compte tenu des fortes tensions de pull-in obtenues avec les poutres lorsqu'elles résonnent au delà de quelques dizaines de MHz, nous ne détaillerons pas le calcul des tensions de pull-in pour les résonateurs à ondes de volume, bien plus rigides et fonctionnant plus haut en fréquence que les poutres (Figure 24), car leurs tensions de pull-in seront toujours bien supérieures aux tensions de polarisation que nous appliquerons et aux limitations fixées par l'intégration in-IC.

2.3.7 Etude du facteur de qualité

Nous nous plaçons dans le cadre de poutres bi-encastées. Nous avons étudié dans le §1.3.4 les différentes composantes de pertes et présenté des formules analytiques pour les estimer. Nous proposons de partir de cette étude et d'appliquer les formules analytiques à la gamme de dimension des poutres que nous envisageons de fabriquer, afin d'estimer les facteurs de qualité théoriques de nos résonateurs.

Pour cela, nous considérons pour le calcul, les pertes aux ancrages, de surface et les pertes thermo-élastiques. Nous ne prenons pas en compte les pertes d'amortissement dans l'air car nous faisons le choix de travailler sous vide afin qu'elles soient négligeables. Commençons par étudier quel mécanisme de perte est dominant en fonction des dimensions des poutres de l'étude.

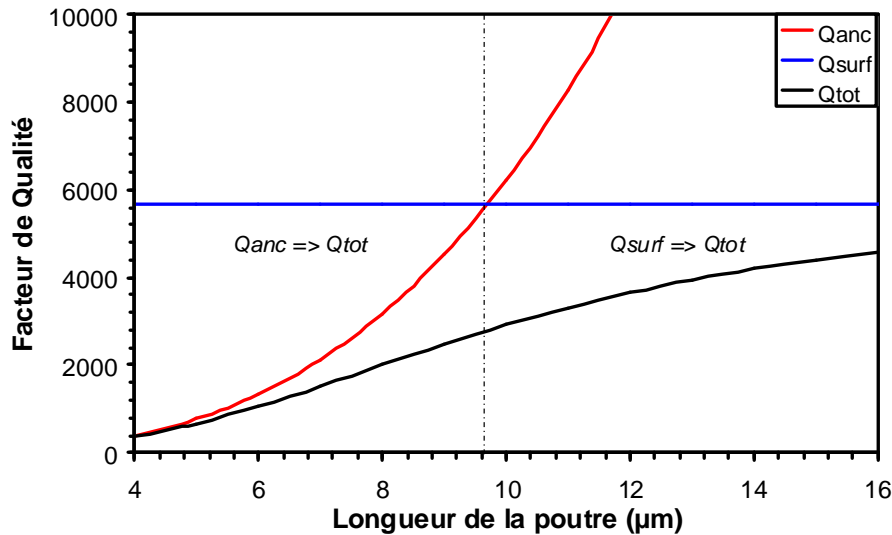


Figure 29 : Représentation de l'influence des pertes de surface et aux ancrages sur le facteur de qualité total d'une poutre bi-encastree en fonction de sa longueur ($w = 300\text{nm}$, $h = 400\text{nm}$, $E = 169\text{ GPa}$, $\rho = 2330\text{ kg.m}^{-3}$ et $E_{ds}.\delta = 1.38$)

La Figure 29 propose une représentation des pertes aux ancrages calculées à partir de l'Équation 11, ainsi que des pertes de surface calculées à partir de l'Équation 14, pour une poutre bi-encastree en silicium monocristallin, en fonction de sa longueur. Le graphe présente aussi le facteur de qualité total de la poutre sommant les pertes, et calculé à partir de l'Équation 15. Le point essentiel à retenir est qu'en dessous de $9.6\mu\text{m}$ de longueur, les pertes prépondérantes limitant le facteur de qualité sont les pertes aux ancrages. En revanche, quand la poutre devient plus longue, les pertes prépondérantes sont celles liées aux surfaces. Nous n'avons pas représenté les pertes thermo-élastiques, que nous pouvons calculer à partir de l'Équation 12, car sur toute la gamme de poutres considérée, ces pertes correspondent à un facteur de qualité très élevé, de 30 000 pour une poutre de $4\mu\text{m}$ de long, et jusqu'à plus de 450 000 pour une poutre de $16\mu\text{m}$ de long. Ces valeurs de facteur de qualité sont donc très grandes, ce qui signifie que les pertes associées sont négligeables par rapport aux pertes de surface ou aux ancrages, qui limitent alors le facteur de qualité à 5 000 sur la gamme de poutres représentées.

En conclusion, le facteur de qualité total est conditionné par les pertes aux ancrages lorsque la poutre est courte, et par les pertes de surface lorsqu'elle est longue. Notons qu'il existe des techniques de recuit afin de limiter les pertes de surface par l'ajout d'étapes technologiques de recuit comme c'est le cas dans [21] par exemple. En prenant en compte ce type de traitement, nous élevons la limite du facteur de qualité due aux pertes de surface, et seules les pertes aux ancrages limitent alors le facteur de qualité.

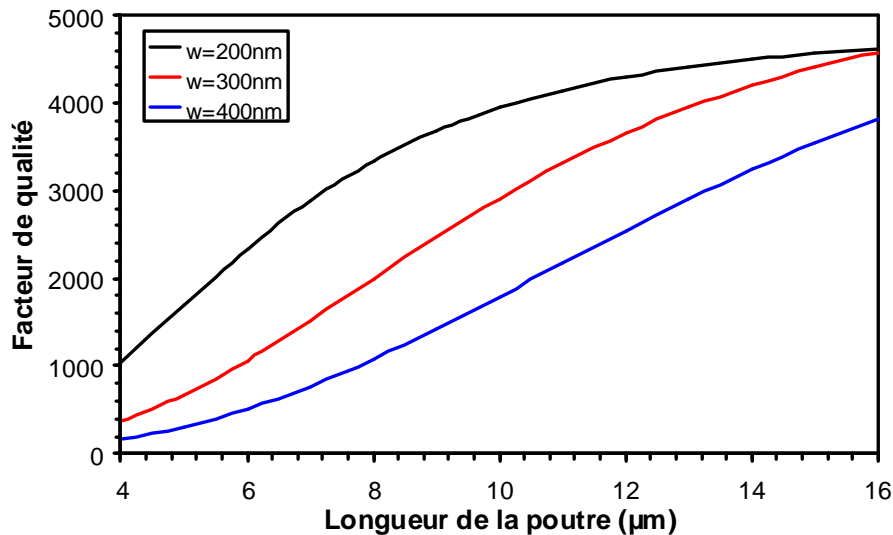


Figure 30 : Représentation du facteur de qualité total calculé analytiquement pour différentes dimensions de poutres bi-encastées ($h = 400\text{ nm}$, $E = 169\text{ GPa}$, $\rho = 2330\text{ kg.m}^{-3}$ et $E_{ds}.\delta = 1.38$)

La Figure 30 présente une étude du facteur de qualité total d'une poutre bi-encastée en silicium monocristallin présentant différentes dimensions. Le calcul a été mené à partir des formules analytiques du §1.3.4 en prenant en compte les pertes de surface, thermo-élastiques et aux ancrages. De manière générale, nous constatons sur le graphe que le facteur de qualité théorique ne peut pas dépasser 5 000 pour ce type de structure, du fait des pertes de surface, mis à part si nous les réduisons par un traitement de surface adapté. Quand nous diminuons les dimensions des poutres, le facteur de qualité est également considérablement amoindri. Il peut même descendre en dessous de 1 000 pour les poutres les plus courtes. Les courbes montrent également que nous avons intérêt à privilégier les poutres de largeur réduite, donnant un facteur de qualité supérieur.

Par conséquent, il est intéressant de regarder, en fixant quelques fréquences de référence, quel est le couple (longueur, largeur) qui présente le meilleur facteur de qualité.

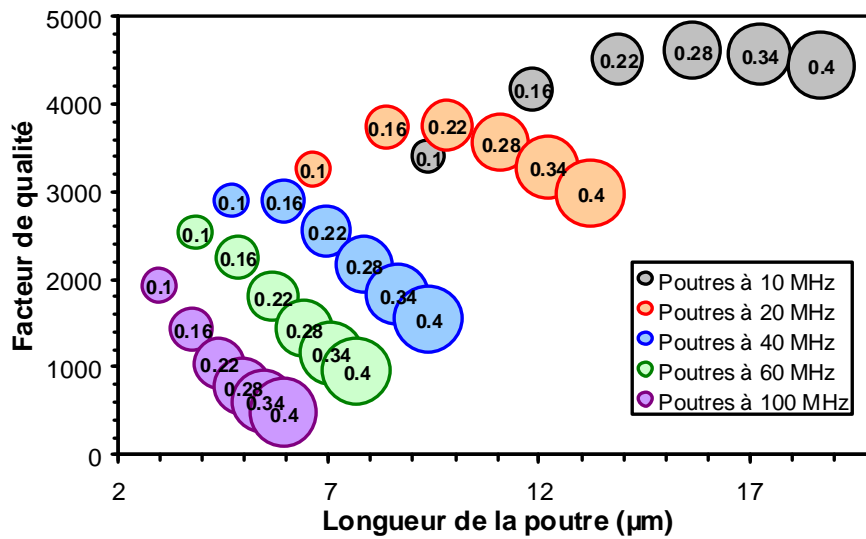


Figure 31 : Facteur de qualité de poutres bi-encastées en fonction de différents couples [longueur (abscisse), largeur (taille cercles en μm)] pour des fréquences de résonance données ($h = 400 nm$, $E = 169 GPa$, $\rho = 2330 kg.m^{-3}$ et $E_{ds}.\delta = 1.38$)

La Figure 31 propose, pour différentes fréquences de résonance d'une poutre bi-encastée, de déterminer le meilleur couple (longueur, largeur) en termes de facteur de qualité. C'est pourquoi le graphe représente l'évolution du facteur de qualité à une fréquence donnée, en fonction de la longueur de la poutre. Les largeurs de poutres associées aux longueurs en abscisse sont fixées car nous avons imposé des fréquences de résonance. Les largeurs de poutre sont représentées pour chaque point du graphique par des cercles de diamètre proportionnel à la largeur. Les valeurs des largeurs sont indiquées dans les cercles en micromètres.

Dans l'ensemble, nous notons qu'à chaque fréquence de résonance étudiée correspond un couple (longueur, largeur) optimal. Ainsi, pour passer d'une fréquence à une autre, il est préférable de changer le couple entier afin de maintenir un facteur de qualité optimum. Quand nous travaillons à basse fréquence ($< 20 MHz$), les couples (longueur, largeur) optimaux sont compatibles avec ce que nous pouvons réaliser en technologie, entre autres avec des largeurs de poutres supérieures à $200 nm$. Par contre, lorsque nous augmentons la fréquence de résonance ($> 60 MHz$), les largeurs de poutre deviennent faibles et sont difficilement réalisables technologiquement. Par exemple l'optimum du facteur de qualité est obtenu pour des largeurs de poutre inférieures à $100 nm$ à partir de $60 MHz$. Notons aussi que nous obtenons un facteur de qualité optimum de 2 000 à $100 MHz$ (pour une largeur de $100 nm$). Cela confirme que dans le cadre de notre étude, il est nécessaire d'envisager des structures à ondes de volume si nous souhaitons faire des résonateurs performants à plus haute fréquence.

En conclusion, l'étude du facteur de qualité a permis de déterminer les tendances à prendre en compte pour le dimensionnement des résonateurs de type poutre bi-encastée, à partir de calculs analytiques. Il est important de signifier que toute l'analyse effectuée est basée sur une étude théorique des pertes et que dans la

réalité, les mécanismes peuvent différer, d'autant que les études sur lesquelles nous nous sommes basés dans le §1.3.4 ont été menées sur des résonateurs aux dimensions d'un ordre de grandeur supérieur, et sur des technologies différentes de celle que nous proposons ici. Il sera alors intéressant de comparer cette étude théorique avec la mesure des facteurs de qualité des dispositifs fabriqués, afin de la valider. Cette comparaison sera menée dans le chapitre 4, lors de la caractérisation.

Au niveau des résonateurs à ondes de volume, les études théoriques pour estimer les pertes sont plus rares et plus complexes que pour les poutres. C'est pour cette raison que nous avons choisi de proposer en réalisation, des dimensionnements de résonateurs à onde de volume basés seulement sur la fréquence de résonance, sans avoir au préalable étudié les structures optimales en termes de facteur de qualité.

2.3.8 Effet de la capacité de couplage

Nous avons étudié le modèle électrique équivalent d'un résonateur électromécanique dans le §1.3.9. Ce modèle est composé de deux chemins électriques en parallèle. Le premier est un circuit *RLC* série décrivant le résonateur. Le second correspond à une capacité de couplage entrée-sortie inhérente à la mesure, difficile à estimer. Cette capacité est celle présente entre le port d'excitation et le port de détection. Etant donné que nous ne pouvons que difficilement s'en affranchir, nous proposons d'étudier quel est son effet sur une courbe de résonance typique.

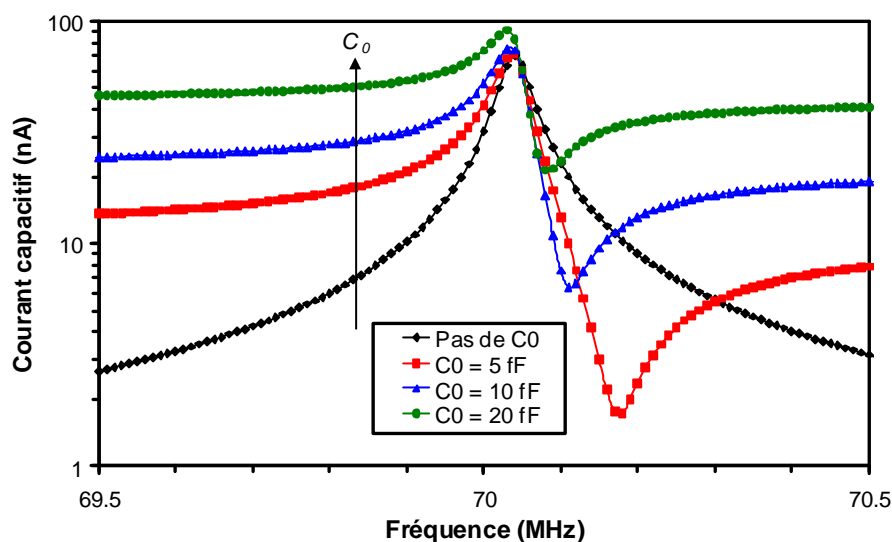


Figure 32 : Etude de l'effet de la capacité de couplage entrée-sortie sur le pic de résonance d'une poutre bi-encastree ($L = 5 \mu m$, $w = 200 nm$, $h = 400 nm$, $d_o = 100 nm$ et $V_{ac} = 5 mV$)

La Figure 32 présente une étude de l'effet de la capacité de couplage entrée-sortie sur une courbe de résonance typique d'un résonateur de type poutre bi-encastree, en silicium monocristallin. En partant des dimensions de la poutre données dans la légende de la Figure 32, nous avons extrait les paramètres du circuit

RLC série équivalent à la poutre, que nous avons simulés à l'aide de Spectre dans Cadence. Cela correspond à la courbe ne présentant pas de C_0 . Nous constatons qu'il y a bien une résonance de la poutre à la fréquence décrite par l'Équation 29, correspondant aux dimensions de la poutre simulée. Il n'y a pas de pic d'antirésonance, comme c'est le cas sur les courbes dans lesquelles nous avons ajouté une capacité de couplage en parallèle du circuit RLC série équivalent. L'apparition de l'antirésonance est alors attribuée à la résonance d'un circuit LC parallèle, formé par la capacité de couplage en parallèle avec l'inductance du circuit RLC série. Ainsi, les courbes montrent bien que la fréquence du pic de résonance reste quasi inchangée, quelle que soit la capacité de couplage, étant donné que celle-ci ne modifie en rien le circuit RLC série. Par contre, l'augmentation de la valeur de la capacité de couplage a des conséquences sur la réponse. D'une part le pic d'antirésonance se rapproche de plus en plus du pic de résonance, et d'autre part, la valeur moyenne du courant de sortie est de plus en plus élevée, introduisant une baisse de l'amplitude du pic de résonance. Enfin, quand la valeur de la capacité de couplage devient telle que le pic d'antirésonance est très proche du pic de résonance, le couplage est tel que ce dernier est légèrement déplacé vers les basses fréquences.

En conclusion, il est très important d'estimer la capacité de couplage entrée-sortie pour les résonateurs électromécaniques, car elle peut avoir des conséquences très visibles sur la réponse du système. Nous la prendrons alors en compte lors de la modélisation des résonateurs.

2.3.9 Bilan sur le choix des structures

2.3.9.1 Poutres en flexion

Après avoir étudié les effets de chaque paramètre sur la réponse des résonateurs, nous proposons de faire une synthèse. La gamme de fréquence de résonance que nous pouvons atteindre va de 10 à 100 MHz pour le premier mode de résonance, et jusqu'à 200 MHz pour le troisième. Au-delà, il est préférable de recourir aux résonateurs à ondes de volume.

Concernant les dimensions, l'épaisseur est fixée à 400 nm et les largeurs des poutres doivent être dans la gamme 200 – 400 nm pour deux raisons. Au dessous, nous rencontrerons des difficultés de réalisation technologique, et au dessus, les poutres ne peuvent plus être considérées comme telles. Les longueurs des poutres permettant de couvrir la gamme de fréquence 10 – 100 MHz sont dans la gamme 4 – 20 μm . Nous avons exclu les structures ayant une longueur inférieure à 4 μm , car la longueur d'électrode pour la détection devient trop faible, et le facteur de qualité baisse énormément, compte tenu de la limitation de la largeur des poutres.

Le choix des dimensions est alors complètement fixé par l'étude que nous venons de mener. A faible fréquence (< 20 MHz), les faibles tensions de pull-in peuvent empêcher l'utilisation du couple (longueur,

largeur) donnant le meilleur facteur de qualité. A haute fréquence ($> 40 \text{ MHz}$), c'est le minimum de largeur, liée à la réalisation technologique, qui empêche de choisir le couple donnant le meilleur facteur de qualité. Ainsi, nous proposons les couples (longueur, largeur) suivants en fonction de la fréquence visée, respectant toutes les contraintes et maximisant le facteur de qualité, dans le Tableau 8 qui suit.

Fréquence (MHz)	Longueur (μm)	Largeur (nm)	Origine de la limitation
10	16	300	Aucune (pull-in à faible tension)
20	9.5	200	Aucune, nous sommes au meilleur Q
40	6.5	200	Techno : largeur trop faible au meilleur Q
70	5	200	Techno : largeur trop faible au meilleur Q
100	4.2	200	Techno : largeur trop faible au meilleur Q

Tableau 8 : Bilan des dimensions retenues pour les résonateurs de type poutre bi-encastree de l'étude

2.3.9.2 Résonateurs à ondes de volume

Les résonateurs à ondes de volume ont été dimensionnés pour atteindre des fréquences de résonance dans la gamme $200 - 1000 \text{ MHz}$. Cela correspond à des dimensions dans la gamme $4 - 16 \mu\text{m}$. Les tensions de pull-in ne limitent pas la gamme de dimensions pour ces structures, du fait de leur grande rigidité dans le plan de vibration. La limite basse au niveau des dimensions est liée à la détection, étant donné que le courant motionnel d'une structure à ondes de volume est très faible par rapport aux résonateurs à modes de flexion. Quant à la limite haute des dimensions, elle est principalement liée à deux phénomènes. D'une part, il y a une limite technologique due à la libération de la structure : plus elle est de grande taille, et plus la libération devient compliquée à mettre en œuvre. D'autre part, plus les structures à ondes de volume sont grandes à épaisseur fixée ($h = 400 \text{ nm}$), et plus des modes parasites de flexion hors plan peuvent apparaître, perturbant alors leur bon fonctionnement et leurs performances.

2.4 Modèle dynamique pour une détection capacitive

Les études de dimensionnement de nos résonateurs électromécaniques, détaillées dans les sections précédentes, ont été utilisées pour la réalisation d'un modèle électromécanique permettant d'aider à la conception des résonateurs, d'estimer leurs performances, mais aussi dans le but de servir de base pour la réalisation de la partie oscillateur à associer au résonateur.

C'est pourquoi, nous proposons ici un modèle électromécanique des résonateurs de type poutre bi-encastree. Dans ce modèle, nous ne considérons que la détection capacitive. La modélisation de la détection par transistor MOS latéral sera prise en compte ultérieurement (§2.5) en partant des bases de ce premier modèle.

2.4.1 Entrées et sorties

Le modèle que nous souhaitons réaliser est basé sur une étude analytique. Nous pouvons le coder dans différents langages et ainsi utiliser différents supports de modélisation. Notre but est de proposer un modèle d'aide à la conception et à la réalisation de l'électronique pour faire une fonction d'oscillateur à partir du résonateur électromécanique. Il est donc judicieux de recourir à un langage et un simulateur compatible avec l'application.

Ainsi, la majorité des circuits étant conçus à partir des Designs Kits disponibles sous Cadence, nous avons choisi d'écrire notre programme analytique en langage Verilog-A, et de faire les simulations associées avec Virtuoso Spectre Circuit Simulator. Le but est alors de générer une nouvelle cellule cadence « Poutre résonante bi-encastree à détection capacitive » que nous pourrions paramétrer, et de surcroît utiliser comme modèle du résonateur pour le design futur de l'oscillateur, par exemple.

Il faut maintenant choisir les entrées et sorties du programme analytique. Nous pouvons scinder les entrées nécessaires en deux catégories : les données mécaniques et les données électriques. Les données mécaniques sont les dimensions du résonateur, avec tous les paramètres matériaux qui lui sont associés. Les entrées électriques sont la tension d'excitation alternative et la tension de polarisation. La description détaillée des paramètres du modèle est synthétisée dans l'annexe 1.

Les sorties sont également, soit mécaniques, soit électriques. Nous trouvons, par exemple, la déformation latérale de la poutre résonante et l'estimation par calcul analytique de son facteur de qualité. Les sorties électriques sont le courant capacitif issu du résonateur en fonction de la fréquence d'excitation, les tensions de pull-in...

2.4.2 Description du modèle

Après avoir défini les entrées et les sorties du modèle, nous proposons d'en faire la description à l'aide du schéma ci-dessous.

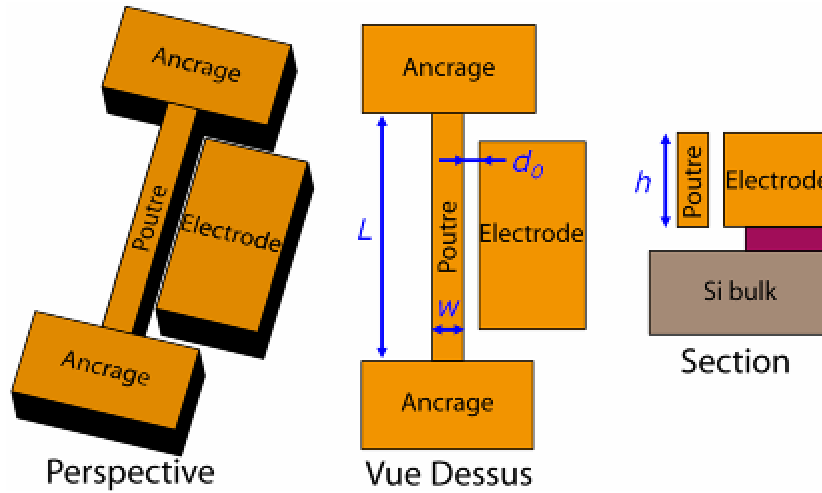


Figure 33 : Schémas de principe d'une poutre bi-encastée à détection capacitive

Les schémas de la Figure 33 représentent un résonateur de type poutre bi-encastée à excitation électrostatique et détection capacitive. Le modèle considère une excitation se faisant sur l'électrode (tension alternative + composante continue) et une détection du courant motionnel se faisant sur la poutre elle-même : nous parlons de méthode 1 port car nous n'utilisons qu'une seule électrode. Afin de réaliser le modèle, nous commençons le calcul de la force électrostatique initiale entre l'électrode d'actionnement et la poutre, à l'aide de l'Équation 2 du § 1.3.2.2 :

$$F_{elec} = \int_{x=0}^L \frac{1}{2} \cdot \frac{\epsilon_0 \cdot S \cdot V^2}{(d_0 - y(x))^2} \cdot dx \quad \text{Équation 90}$$

S est la surface d'électrode, V la tension appliquée sur l'électrode (Équation 4), d_0 est l'entrefer initial et $y(x)$ la déformation en tout point de la poutre.

Puis, nous considérons que la poutre bi-encastée suit l'équation différentielle du mouvement présentée dans le §1.3.9 (Équation 42). La résolution de cette dernière permet de donner la position du point milieu de la poutre, que nous notons y_{max} .

Ayant déterminé la formule de la déformée en tout point de la poutre dans le §2.3.2 (Équation 62), et connaissant sa position en son centre, nous pouvons alors écrire l'équation de la déformée de la poutre en fonction de y_{max} et de la position x le long de la poutre :

$$y(x) = \frac{16}{5} \cdot \frac{y_{\max}}{L^4} \cdot (x^4 - 2 \cdot L \cdot x^3 + L^3 \cdot x) \quad \text{Équation 91}$$

Nous avons alors discrétisé la longueur de la poutre en la divisant en N segments de longueur Δx dont nous connaissons la position sur l'axe y . L'utilisateur ayant entré la taille de l'entrefer d'air initial, il est alors possible de considérer chaque segment comme une capacité planaire, s'exprimant :

$$\Delta C_{air}(x) = \frac{\epsilon_0 \cdot \Delta x \cdot h}{d_0 - y(x)} \quad \text{Équation 92}$$

La capacité d'air totale est donnée par :

$$C_{air} = \sum \Delta C_{air} \quad \text{Équation 93}$$

En considérant une détection capacitive pour les résonateurs de l'étude, nous pouvons calculer le courant capacitif, quelle que soit la fréquence d'excitation du résonateur, qui s'écrit :

$$i_{capa}(t) = \frac{d(Q)}{dt} = \frac{d(C_{air} \cdot V)}{dt} \quad \text{Équation 94}$$

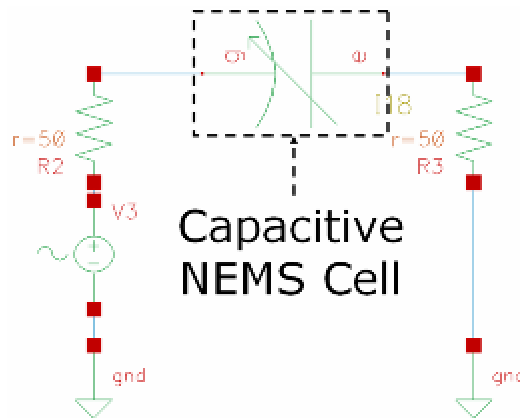


Figure 34 : Symbole Cadence du modèle électromécanique capacitif d'une poutre bi-encastée, utilisé pour faire une simulation dynamique du résonateur

La Figure 34 représente le symbole faisant appel au modèle électromécanique pour la détection capacitive, avec un câblage électrique permettant de simuler le comportement fréquentiel de résonateurs de type poutre bi-encastée à l'aide du modèle.

2.4.3 Utilisation du modèle

2.4.3.1 Etude statique

Il est possible d'utiliser le modèle en statique pour déterminer le déplacement de la poutre en fonction de l'excitation électrostatique. Cela permet par exemple, de déterminer les limites d'excitation pour chaque structure, en traçant les courbes de pull-in associées.

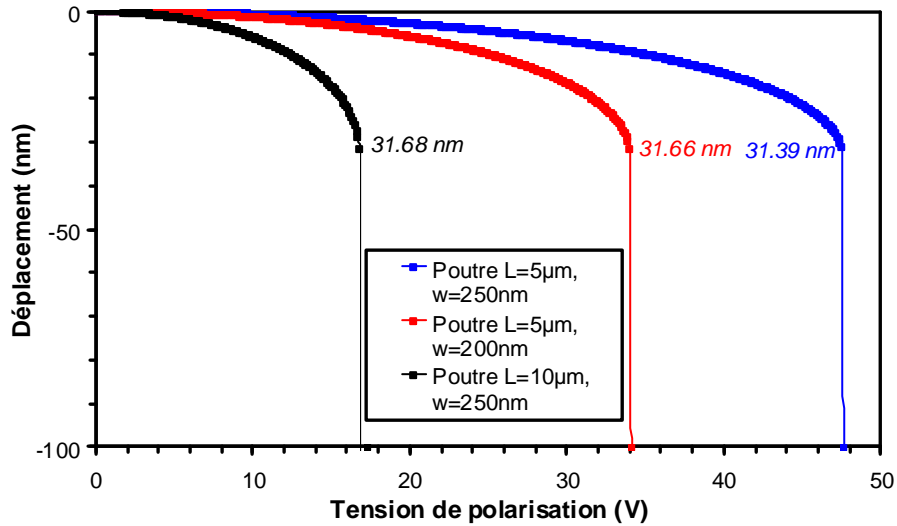


Figure 35 : Etude de la tension de pull-in de quelques poutres bi-encastées, réalisée en utilisant le modèle électromécanique à détection capacitive en simulation statique ($d_0 = 100 \text{ nm}$ et $h = 400 \text{ nm}$)

La Figure 35 présente une étude du déplacement latéral du centre d'une poutre bi-encastée en silicium monocristallin, en fonction de la tension de polarisation appliquée, et ce, jusqu'au pull-in des structures. Les poutres de référence ont toutes un entrefer initial fixé à 100 nm . Les tracés montrent qu'au-delà d'une certaine tension (celle du pull-in), le déplacement passe directement de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres à 100 nm , ce qui signifie que la poutre est à ce moment en contact avec l'électrode d'excitation. Or, nous avons démontré dans le §2.3.6 (Équation 88) que le pull-in intervient brusquement lorsque le déplacement du point central de la poutre bi-encastée atteint $1/3$ de l'entrefer initial. Les courbes de la Figure 35 sont donc en accord avec la théorie. Elles présentent en effet des déplacements juste avant pull-in de l'ordre de 31.5 nm par rapport à l'entrefer de 100 nm , ce qui confirme que le modèle est en bon accord avec la théorie. Quant aux tensions de pull-in, elles sont également en bon accord avec l'Équation 88. Nous avons par exemple obtenu une tension de pull-in de 47.5 V avec le modèle et 47.6 V par calcul analytique, pour une poutre en silicium monocristallin dont les dimensions sont les suivantes : $L = 5 \mu\text{m}$, $w = 250 \text{ nm}$, $h = 400 \text{ nm}$ et $d_0 = 100 \text{ nm}$.

2.4.3.2 Courbe de résonance et couplage

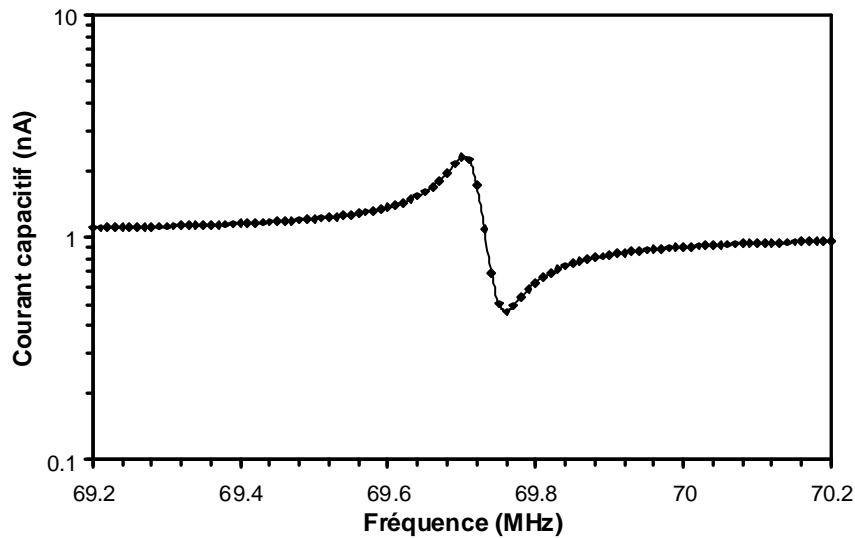


Figure 36 : Exemple de réponse en fréquence d'une poutre bi-encastree simulée avec le modèle électromécanique à détection capacitive ($L=5\ \mu m$, $w=200\ nm$, $h=400\ nm$, $d_0=100\ nm$ $V_{ac}=5\ mV$ et $V_{dc}=10\ V$)

La Figure 36 donne un exemple de réponse fréquentielle d'une poutre bi-encastree en silicium monocristallin, simulée sous Spectre dans Cadence en utilisant le modèle électromécanique. Nous aurons l'occasion de détailler comment les effets des tensions d'actionnement, de la taille de l'entrefer et du facteur de qualité sont pris en compte dans la modélisation.

Nous avons étudié l'effet de la capacité de couplage entrée-sortie dans le §2.3.8 et conclu qu'il fallait en tenir compte dans la modélisation. Comme la modélisation est valide dans le cas d'une mesure 1 port, avec excitation par l'électrode d'actionnement et détection par la poutre, nous avons par conséquent tenu compte de la capacité de couplage entrée-sortie liée à la présence de l'entrefer d'air. La présence de cette capacité se traduit par l'apparition d'un pic d'antirésonance, dont nous constatons la présence sur la courbe de la Figure 36.

La capacité d'entrée-sortie issue du modèle peut être très différente de celle que nous aurons au niveau des mesures. Nous avons alors prévu la possibilité d'ajouter au modèle une capacité différente de celle calculée, extraite des caractérisations de résonateurs fabriqués. Nous traiterons de cet aspect dans le Chapitre 4.

2.4.3.3 Influence de la tension de polarisation

Nous avons étudié dans le §2.3.5 l'influence de la tension de polarisation sur la fréquence de résonance des poutres. Etant donné que cet effet n'est pas négligeable, nous en avons tenu compte dans le modèle électromécanique. Pour cela, nous avons tenu compte de la position moyenne de l'entrefer à chaque itération fréquentielle dans la formule de la force électrostatique. Ainsi, l'effet de raideur électrostatique négative a été pris en considération.

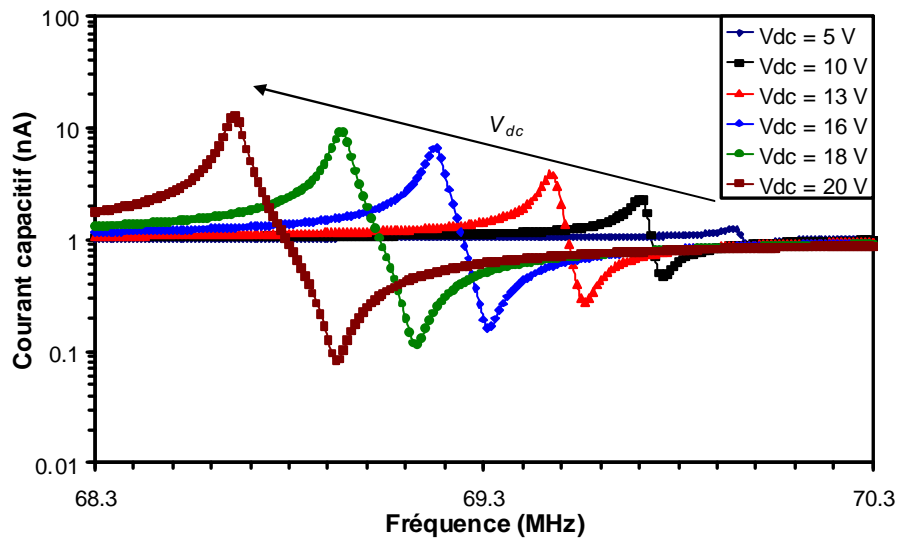


Figure 37 : Etude de l'effet de la tension de polarisation sur le pic de résonance d'une poutre bi-encastree ($L = 5 \mu m$, $w = 200 nm$, $h = 400 nm$, $d_0 = 100 nm$ et $V_{ac} = 5 mV$)

Afin de vérifier la bonne prise en compte de la raideur électrostatique, la Figure 37 présente une étude de l'effet de la tension de polarisation sur la réponse fréquentielle, pour un résonateur de type poutre bi-encastree en silicium monocristallin. En termes de fréquence, une telle poutre résonne à $70.04 MHz$ par calcul selon l'Équation 29, ne prenant pas en compte l'effet de la polarisation, donc cela correspond à une polarisation de $V_{dc} = 0 V$. Les courbes montrent, comme démontré dans le §2.3.5, que l'augmentation de la tension de polarisation a pour effet d'abaisser la fréquence de résonance. Plus la tension de polarisation est faible et plus la fréquence de résonance tend vers sa valeur théorique, donnée par l'Équation 29.

Si nous analysons la variation de fréquence induite par une différence de polarisation entre $V_{dc} = 10 V$ et $V_{dc} = 20 V$, nous trouvons une variation de fréquence de résonance environ 30 % supérieure pour le calcul analytique par rapport au modèle. Cela s'explique par le fait que le calcul analytique est moins précis que le modèle, car il considère dans la formule de la force électrostatique l'entrefer moyen comme étant l'entrefer initial moins le maximum de déformation de la poutre en son centre, alors que le modèle considère l'intégrale de la position de la poutre sur sa longueur pour calculer l'entrefer moyen.

Les courbes montrent également qu'il n'y a pas que la fréquence de résonance qui change quand nous augmentons la polarisation. L'amplitude du pic de résonance change également, de façon proportionnelle au carré de la tension de polarisation. Cela est en adéquation avec la relation entre le courant motionnel et la tension de polarisation, donnée dans le §1.3.3.2 (Équation 9). L'augmentation du courant s'explique par la force électrostatique qui augmente avec la polarisation, ce qui est accentué par le fait que la force augmentant, l'entrefer diminue.

Ainsi, nous avons tout intérêt à augmenter la tension de polarisation si nous souhaitons améliorer la détection du pic de résonance. Toutefois, il faut rester raisonnable car si nous augmentons trop la force, nous risquons de faire apparaître des non-linéarités, voire d'aller jusqu'au pull-in du résonateur.

Enfin, le fait d'augmenter la tension de polarisation joue sur la capacité de couplage. Plus nous augmentons cette tension et plus nous diminuons l'entrefer donc plus nous augmentons la capacité de couplage entrée-sortie (§2.4.3.2). Les effets de la variation de la capacité de couplage, détaillés dans le §2.3.8, sont donc bien présents quand nous augmentons la tension de polarisation. Ils se manifestent par la valeur moyenne du courant de sortie qui augmente.

2.4.3.4 Influence de la tension d'excitation

Nous venons de voir l'effet de la tension de polarisation sur la réponse fréquentielle d'un résonateur. Nous nous intéressons maintenant à la modélisation de l'influence de la tension d'excitation. Cet effet est pris en compte dans l'expression de la force électrostatique.

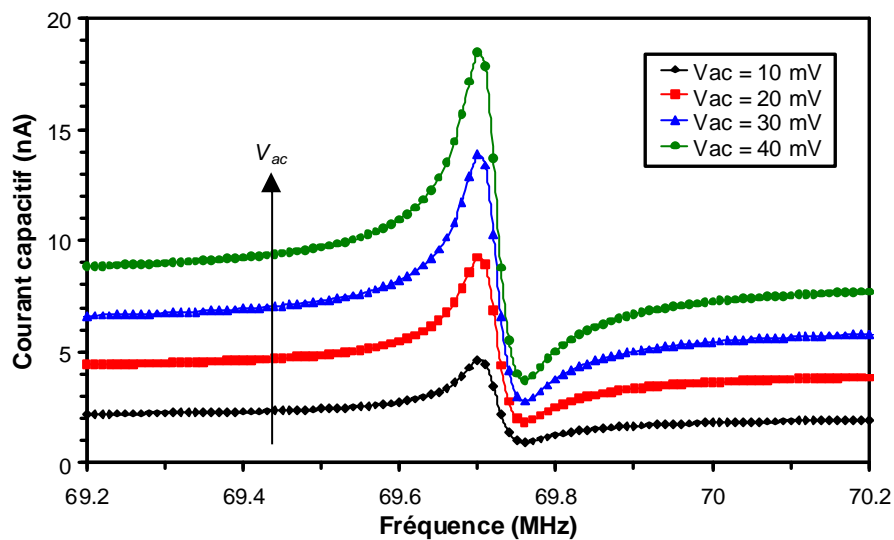


Figure 38 : Etude de l'effet de la tension d'excitation alternative sur le pic de résonance d'une poutre bi-encastree ($L = 5 \mu m$, $w = 200 nm$, $h = 400 nm$, $d_0 = 100 nm$ et $V_{dc} = 10 V$)

La Figure 38 présente une étude de l'effet d'une variation de tension d'excitation sur la réponse fréquentielle d'une poutre bi-encastree en silicium monocristallin. Les courbes sont en adéquation avec l'Équation 9, qui relie le courant motionnel à la tension d'excitation, dans laquelle le courant motionnel varie linéairement avec cette dernière.

Nous avons donc une autre alternative que la tension de polarisation pour augmenter le signal de détection. Comme le montrent les courbes, l'avantage d'une action sur la tension d'excitation est que la fréquence de résonance n'est pas dépendante de cette dernière, ce qui n'est pas le cas pour la tension de polarisation (§2.3.5, Équation 84). L'inconvénient d'une augmentation du signal par action sur la tension d'excitation est que la relation est linéaire alors qu'elle est quadratique avec la tension de polarisation.

2.4.3.5 Influence de l'entrefer d'air

Après avoir vu l'impact des tensions d'excitation sur la réponse fréquentielle, nous proposons de voir comment le modèle traduit l'influence de la taille de l'entrefer initial. Cet effet est pris en compte dans la formule de la force électrostatique.

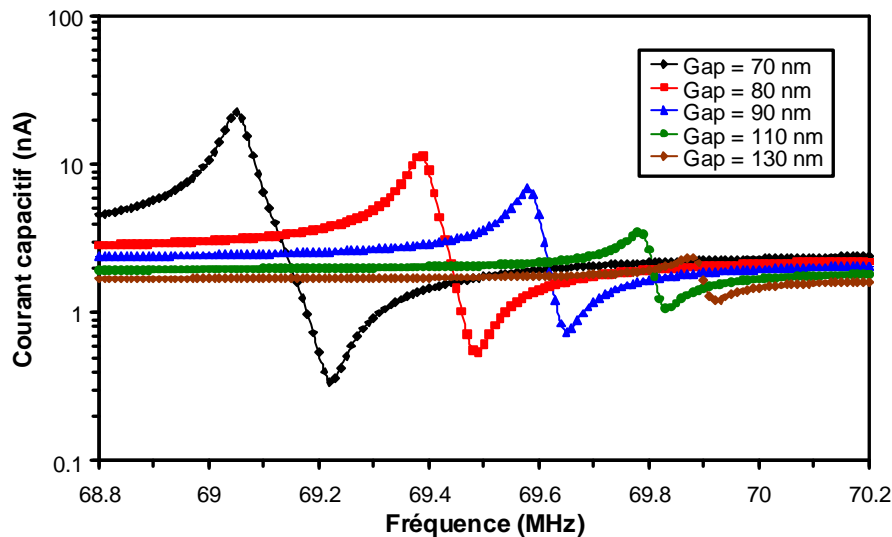


Figure 39 : Etude de l'effet d'une variation de l'entrefer sur le pic de résonance d'une poutre bi-encastree ($L = 5 \mu m$, $w = 200 nm$, $h = 400 nm$, $d_0 = 100 nm$, $V_{ac} = 10 mV$ et $V_{dc} = 10 V$)

La Figure 39 présente l'effet d'une variation de l'entrefer sur la réponse fréquentielle d'une poutre bi-encastree en silicium monocristallin. Les courbes montrent des changements conséquents sur la réponse fréquentielle quand nous changeons l'entrefer initial. Effectivement, une diminution de l'entrefer change à la fois la capacité de couplage C_0 , faisant apparaître les effets présentés dans le §2.3.8, et la force électrostatique de manière similaire à l'effet lié à une augmentation de tension de polarisation (Équation 2).

C'est pourquoi les courbes montrent une fréquence de résonance qui diminue proportionnellement au carré de la diminution de taille de l'entrefer, ce qui est cohérent avec la variation du courant en fonction de la tension de polarisation qui produit l'effet inverse.

Quant au courant motionnel, il augmente très rapidement en fonction de la diminution de l'entrefer, puisque ce dernier dépend de l'entrefer à la puissance quatre, comme le montre l'Équation 9 donnant la relation entre le courant motionnel et la taille de l'entrefer. L'entrefer est le facteur qui joue le plus fortement sur le courant motionnel. L'intérêt de travailler avec des entrefers très petits est alors très visible sur cet exemple. Il suffit donc de diminuer l'entrefer de 80 à 70 nm pour doubler le courant de détection. Nous ferons très attention lors des développements technologiques, à la conservation d'une taille minimale pour l'entrefer, afin de garder sa dimension initiale et d'augmenter au maximum la détection.

2.4.3.6 Influence du facteur de qualité

Nous avons beaucoup discuté du facteur de qualité des résonateurs précédemment (§1.3.4), car ce dernier représente les pertes dans les résonateurs et conditionne directement les performances. Nous avons intégré les formulations des différentes sources de pertes, à partir des formules analytiques démontrées au §1.3.4 dans le modèle électromécanique. Ainsi, nous avons associé une seule valeur de facteur de qualité à chaque résonateur. Or, compte tenu de la difficulté d'estimation des pertes, il peut être intéressant de voir comment se manifeste un changement de facteur de qualité sur un résonateur donné. Pour cela, nous avons introduit dans le modèle diverses valeurs de facteur de qualité pour une poutre bi-encastée, ayant initialement un facteur de qualité de 1 690 par calcul analytique.

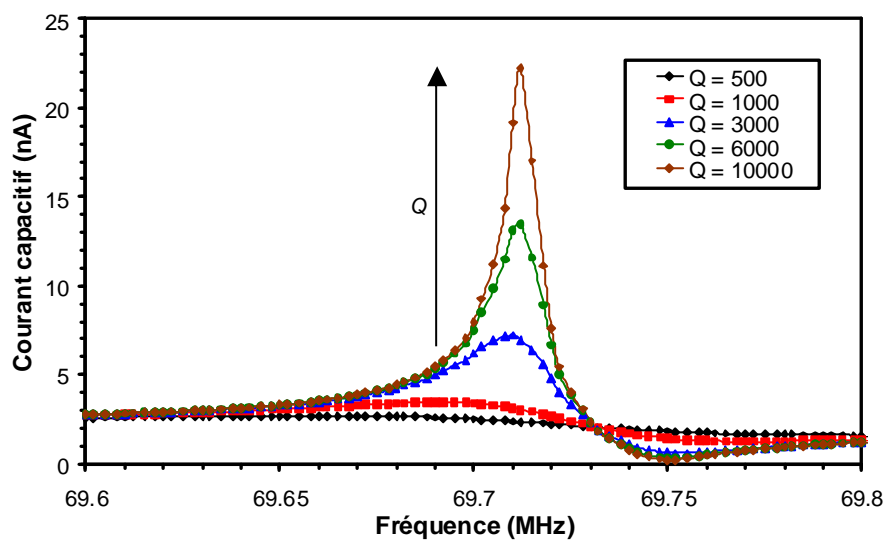


Figure 40 : Etude de l'effet d'une variation du facteur de qualité sur le pic de résonance d'une poutre bi-encastée ($L = 5 \mu m$, $w = 200 nm$, $h = 400 nm$, $V_{ac} = 10 mV$ et $V_{dc} = 10 V$)

La Figure 40 présente l'effet d'une variation de facteur de qualité sur la réponse fréquentielle d'une poutre bi-encastée en silicium monocristallin. Les courbes montrent que la fréquence de résonance est peu impactée par le changement de facteur de qualité, contrairement au courant motionnel. Quand le facteur de qualité est faible, par exemple de l'ordre de 500, il devient très difficile de détecter le pic de résonance qui est noyé dans le bruit du signal. Les courbes représentent typiquement ce que nous pouvons observer quand nous passons d'une caractérisation sous air à une caractérisation sous vide de plus en plus poussé, puisque le facteur de qualité augmente en fonction du niveau de vide.

Quant à l'augmentation du courant motionnel en fonction du facteur de qualité, elle est proportionnelle à l'évolution de ce dernier. Nous avons donc un fort intérêt à maximiser le facteur de qualité pour optimiser la détection.

2.5 Modèle dynamique pour une détection par transistor MOS latéral

La modélisation des résonateurs de type poutre à détection capacitive a montré que, compte tenu de la petite taille des résonateurs que nous souhaitons fabriquer, des courants très faibles sont à mesurer pour détecter la résonance. Typiquement, le courant motionnel est de l'ordre de quelques dizaines de nano-ampères seulement, comme c'est par exemple le cas dans la Figure 38.

Afin d'assurer une détection suffisante, il est alors nécessaire d'envisager une amplification. Nous avons vu dans le §1.3.3.2 qu'il existe des solutions dans l'état de l'art, avec le recours à un transistor à grille résonante, qui devient intéressant (Figure 4) quand les résonateurs sont de petite taille, inférieurs à $20\text{ }\mu\text{m}$ pour la plus grande des dimensions.

En 2006, l'intégration d'un transistor de détection à grille résonante constitué d'un résonateur de type poutre bi-encastree, a été un succès [14] et a démontré l'amélioration possible de la détection par ce biais. Nous proposons, dans le cadre de cette étude, l'intégration d'un transistor à grille résonante sur nos résonateurs en technologie SON.

La grande différence entre les travaux de [14] et nos résonateurs, réside dans le fonctionnement hors plan des résonateurs de la littérature, par rapport au fonctionnement dans le plan des nôtres. En effet, dans [14], le fait d'avoir un résonateur fonctionnant hors plan permet de fabriquer le transistor de détection de manière tout à fait classique par rapport aux technologies CMOS. L'inconvénient du fonctionnement hors plan, outre les limitations de design (cf. §1.3.5.2.4), est qu'il n'est pas facile de découpler la tension polarisation de la tension de grille. En effet, nous ne disposons que d'un seul entrefer entre le résonateur et la poutre dans cette configuration. Il est alors difficile d'envisager utiliser cet entrefer pour administrer à la fois la tension de polarisation et la tension de grille. Le plus souvent, ces deux tensions ne font qu'une dans ce type de dispositif. A l'inverse, la configuration de fonctionnement dans le plan permet sans aucun problème de placer une électrode dédiée à la polarisation, et une autre qui constitue le transistor de détection. Cela permet ainsi de polariser le résonateur et de choisir la indépendamment tension de grille du transistor.

Dans notre cas, nous avons fait le choix de travailler exclusivement sur des résonateurs fonctionnant dans le plan. Nous pouvons désormais envisager une électrode spécialement prévue pour la polarisation du résonateur, découplée de la tension de grille appliquée sur ce dernier. Cependant, l'inconvénient majeur est qu'il faut fabriquer un transistor de détection dont le canal de conduction est latéral, comme représenté dans les schémas qui suivent.

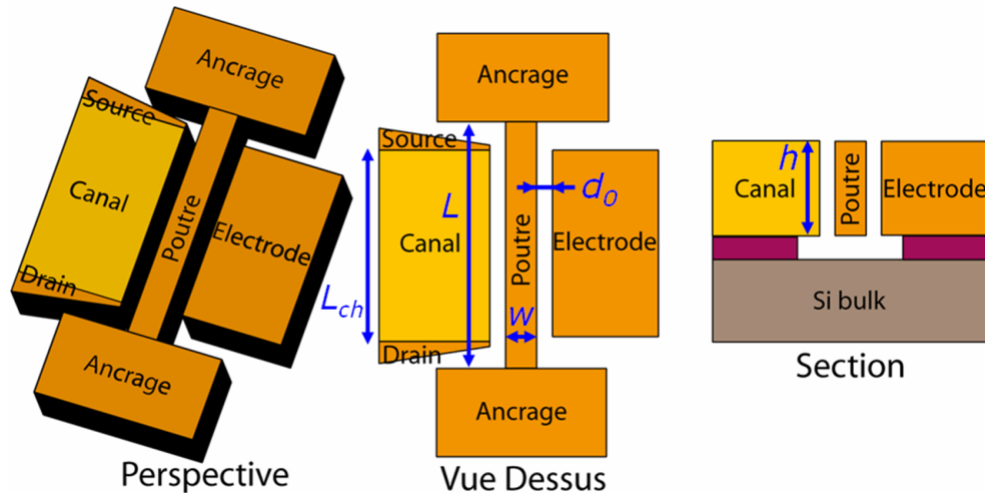


Figure 41 : Schémas de principe d'une poutre vibrante bi-encastree à une detection par transistor à grille resonante

Du fait de l'originalité de ce transistor à conduction latérale, il est important de vérifier son bon fonctionnement et de le dimensionner correctement. Ainsi, nous proposons d'étudier son fonctionnement et d'établir une modélisation analytique. Cela permettra de coder le modèle analytique en Verilog-A afin de l'intégrer à la suite du modèle électromécanique (§2.4) à detection capacitive, pour rendre compte de la detection par transistor et comparer les deux types de detection (§2.6).

2.5.1 Entrées et sorties

Le but est de créer une cellule Cadence dédiée aux résonateurs de type poutre à detection par transistor MOS du même type que celle générée pour la detection capacitive. Les entrées et sorties sont les mêmes que celles du programme à detection capacitive, auxquelles nous ajouterons les entrées spécifiques au transistor : la longueur de canal, les niveaux de dopage, ainsi que les tensions de source, drain et grille. La description détaillée des paramètres du modèle est synthétisée dans l'annexe 1. La principale sortie est le courant de drain du transistor de detection.

2.5.2 Description du modèle

Nous avons fait le choix de modéliser le transistor de detection à partir du formalisme du modèle EKV présenté dans [94,95,96,97]. Ce modèle présente l'avantage d'avoir déjà été utilisé pour la modélisation d'un transistor à grille resonante avec succès dans [98,99] et démontré dans [14], comme évoqué dans le §1.3.3.2 sur la detection. Le modèle est valide sur toute la gamme de tensions de grille, comprenant la prise en compte des effets de pull-in et pull-out du résonateur. Sur la base du code Verilog RSG-FET EKV de [13], nous proposons d'adapter le modèle à notre situation de transistor latéral.

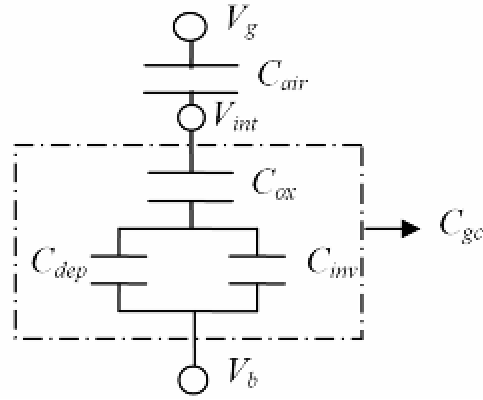


Figure 42 : Circuit équivalent du transistor à grille résonante, présentant un pont diviseur capacitif lié à l'entrefer d'air entre la grille et le canal, ajouté par rapport au modèle EKV initial, issu de [99]

La Figure 42 issue de [99] présente le schéma électrique équivalent du transistor MOS latéral à grille résonante suspendue (LRSG MOSFET). C_{dep} , C_{inv} , C_{air} , C_{ox} et C_{gc} représentent respectivement les capacités liées à la déplétion, l'inversion, l'entrefer d'air, l'oxyde de grille et la capacité totale entre la grille et le canal. Nous considérons le LRSG MOSFET comme étant un transistor classique du modèle EKV présentant une capacité C_{gc} à laquelle nous ajoutons la capacité liée à l'entrefer d'air C_{air} . Ainsi, la tension dite de grille agissant classiquement sur le transistor est modifiée à cause de l'ajout de l'entrefer d'air entre la « grille » et l'oxyde de grille. La tension qui va directement jouer sur l'inversion du transistor est la tension notée V_{int} présente à l'interface air-oxyde. Quand nous appliquons une tension de grille V_g sur le résonateur, le transistor de détection subit en fait la tension V_{int} qui découle du pont diviseur capacitif. Cette astuce permet d'intégrer dans le formalisme du modèle EKV que la grille est un résonateur suspendu. Nous proposons à partir de là de réaliser une nouvelle instance, permettant de modéliser le comportement d'un résonateur de type poutre bi-encastree à détection par transistor MOS latéral.

Afin de pouvoir modéliser le comportement du LRSG MOSFET, il faut à la fois coder le modèle du transistor EKV en Verilog-A, et coder le comportement de la capacité d'air C_{air} .

Il est possible de réutiliser la modélisation du résonateur de type poutre à détection capacitive dans sa quasi-totalité, afin de pouvoir exprimer la capacité de l'entrefer d'air. En effet, lors de la description du programme analytique (§2.4.2) pour la détection capacitive, nous avons exprimé la capacité d'air comme la somme de capacités, où chacune est liée à un segment de longueur de poutre (Équation 93). Dans le cas de la détection par transistor MOS, le canal du transistor est disposé le long de la poutre résonante, comme schématisé sur la Figure 41. Pour que le transistor de détection se comporte comme un transistor classique, il faudrait que la poutre vibrante se déplace comme un condensateur plan, afin de moduler la tension de grille de façon homogène le long du canal. Or ce n'est pas le cas. La poutre, soumise à une force électrostatique, se déforme plus en son milieu que sur les bords, sa déformée étant donnée dans l'Équation 62 (§2.3.2). Cela signifie pour le transistor, que l'inversion ne va pas être constante le long canal, mais va dépendre de la déformée de la poutre, comme le montre le schéma de la Figure 43 ci-dessous.

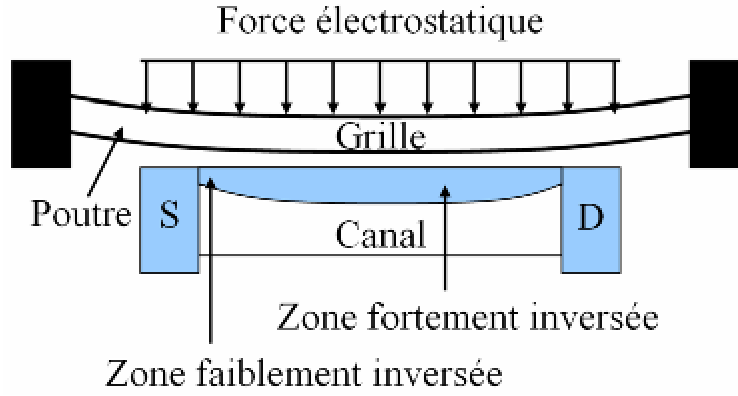


Figure 43 : Schéma représentant l'inversion du canal du transistor de détection latéral, lors d'une déformation de la poutre résonante soumise à une force électrostatique

La Figure 43 met en avant le fait que la déplétion dans le canal varie selon la position considérée le long de ce dernier. En effet, la déplétion du canal est liée à la tension en surface de ce dernier. Or, cette tension en surface est liée à l'entrefer entre dépendant de la courbure de la poutre, et lui-même lié au potentiel appliqué sur la grille. Ainsi, la poutre étant défléchie, tel que le montre la Figure 43, le profil de déplétion du canal le long de ce dernier est identique à celui de la courbure de la poutre. Cette déplétion est minimale au niveau des jonctions source et drain, et maximale au centre du canal. Ainsi, un pincement se crée aux extrémités du canal, limitant alors le courant de sortie du transistor. Afin de prendre en compte ce phénomène dans le modèle, nous faisons l'hypothèse que la déplétion utile le long du canal est égale à celle à ses extrémités. Le calcul de la capacité liée à l'entrefer est alors fait à partir de l'entrefer d'air présent à l'extrémité du canal côté source, et non de l'entrefer moyen comme dans le cas de la détection capacitive.

Nous pouvons maintenant exprimer le potentiel du nœud interne du transistor V_{int} , comme étant :

$$V_{int} = V_g \cdot \left(\frac{C_{air}}{C_{air} + C_{gc}} \right) \quad \text{Équation 95}$$

L'expression de la capacité C_{gc} est donnée dans [99] et l'expression de drift-diffusion utilisant un modèle de mobilité du premier ordre issue de [99], est donnée par :

$$I_D = \frac{\mu_v}{1 + \frac{\mu_v}{v_{sat}} \left| \frac{d\psi_s}{dx} \right|} h \left(-Q_i \frac{d\psi_s}{dx} + U_T \frac{dQ_i}{dx} \right) \quad \text{Équation 96}$$

μ_v est la mobilité verticale, Q_i est la charge d'inversion, v_{sat} est la vitesse de saturation et ψ_s le potentiel de surface. L'expression est valable pour toute position le long du canal. De plus amples informations sur les équations du modèle sont disponibles dans l'annexe 2.

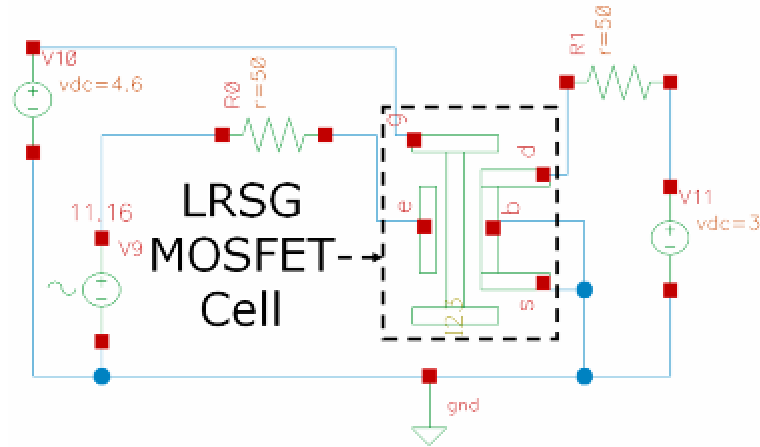


Figure 44 : Symbole Cadence du modèle électromécanique à détection MOS latéral d'une poutre bi-encastée, utilisé pour faire une simulation dynamique du résonateur

La Figure 44 représente le symbole faisant appel au modèle électromécanique pour la détection MOS, avec un câblage électrique permettant de simuler le comportement fréquentiel de résonateurs de type poutre bi-encastée à l'aide du modèle.

2.5.3 Validation du modèle par simulations

Afin de valider le modèle du LRSG MOSFET, nous proposons de le comparer à des simulations Technology Computer Aider Design (TCAD), que nous avons réalisées à partir d'outils Synopsys (Sentaurus Structure Editor et Senataurus Design), pour une structure donnée ayant des dimensions caractéristiques de celles que nous souhaitons fabriquer. Pour ce faire, nous commençons par réaliser la structure à simuler dans une configuration bidimensionnelle, représentative des démonstrateurs que nous allons fabriquer. Le LRSG MOSFET est composé d'une grille (poutre) en silicium monocristallin dopé au phosphore ($1.10^{19} \text{at.cm}^{-3}$), d'une longueur de $13 \mu\text{m}$, d'une épaisseur de 400nm , d'un entrefer d'air de 100nm , d'un oxyde de grille de 1nm , d'un canal en silicium monocristallin d'une longueur de $9 \mu\text{m}$ dopé avec des atomes de Bore à $1.17.10^{15} \text{at.cm}^{-3}$, et de deux zones source et drain dopées à $1.10^{19} \text{at.cm}^{-3}$ en silicium monocristallin.

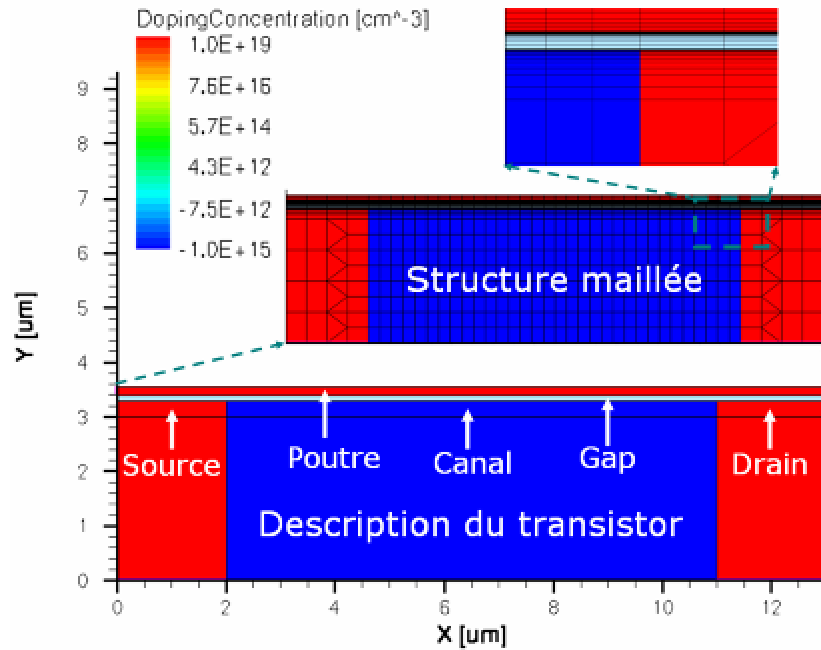


Figure 45 : LRS MOSFET maillé à l'aide d'une structure bidimensionnelle réalisée en utilisant Sentaurus SE (Synopsys)

La Figure 45 montre la structure bidimensionnelle du LRS MOSFET simulé. Le maillage a été adapté à la simulation, avec une augmentation logarithmique des nœuds au niveau des interfaces ayant une importance pour la simulation : canal / oxyde de grille, oxyde de grille / entrefer d'air, entrefer d'air / poutre, comme cela est visible sur la Figure 45.

Nous avons ensuite réalisé les simulations des courbes $I(V)$ en quasi-statique afin de comparer les résultats à ceux apportés par le modèle du LRS MOSFET.

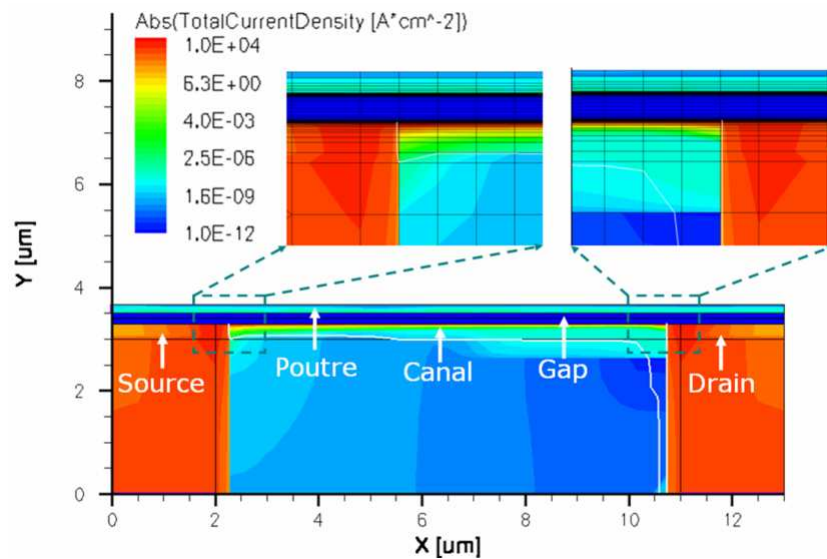


Figure 46 : LRS MOSFET maillé à l'aide d'une structure bidimensionnelle réalisée en utilisant Sentaurus SE (Synopsys) après simulation à l'aide de Sentaurus D (Synopsys), montrant la répartition de densité de courant dans la structure pour $V_g = 15 V$ et $V_d = 2.75 V$

La Figure 46 montre la répartition de la densité de courant après simulation du LRSG MOSFET avec l'outil Sentaurus D (Synopsys). La structure présente, comme attendu, le comportement d'un transistor classique avec un courant qui circule entre la source et le drain, en passant par le canal ayant été inversé grâce à la tension de grille appliquée sur la poutre. La simulation a été réalisée en prenant en compte l'hypothèse de déplétion utile de la Figure 43, intégrée dans le modèle du LRSG MOSFET.

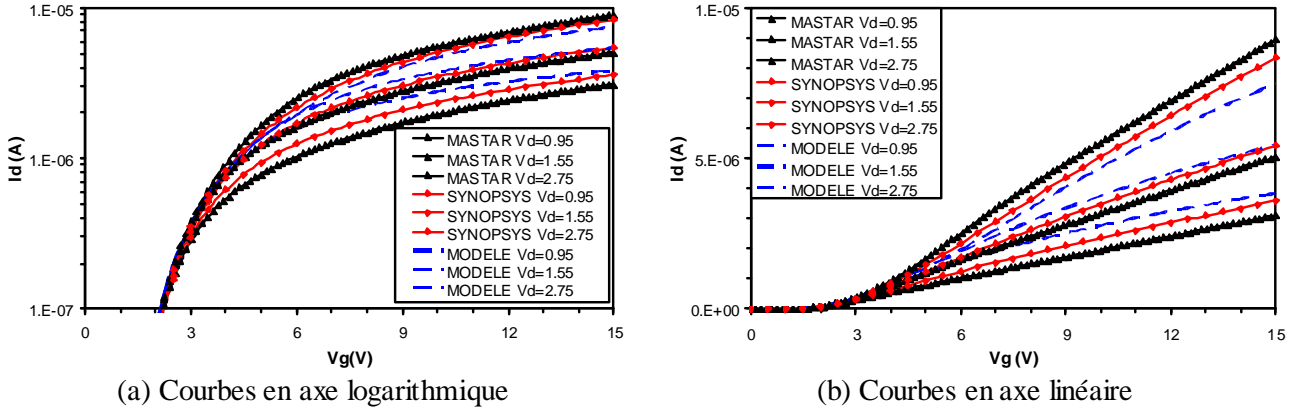


Figure 47 : Comparaison de courbes $I_d(V_g)$ obtenues avec le modèle du LRSG MOSFET, par simulations TCAD Synopsys et par simulations avec le modèle MASTAR ($L_c = 9 \mu\text{m}$, $N_c = 1.17.10^{15} \text{ at.cm}^{-3}$, $d_0 = 95 \text{ nm}$ et $h = 400 \text{ nm}$)

La Figure 47 propose une comparaison des courbes $I_d(V_g)$ obtenues à l'aide la simulation Synopsys, avec le modèle du LRSG MOSFET et avec un modèle de transistor utilisé à STMicroelectronics, qui est le modèle Model for Analog and digital Simulation of mos TrAnsistoRs (MASTAR) [100,101]. Au niveau de la tension de seuil, les trois modèles sont très proches avec des différences de tension V_g . Le courant de drain à fort V_g est également en bon accord. Notons que les modèles diffèrent légèrement sur la gamme de V_g .

En conclusion, le modèle du LRSG MOSFET peut être validé compte tenu de sa bonne concordance, à la fois avec un autre modèle de transistor (MASTAR) et avec les simulations Synopsys. L'hypothèse de déplétion utile de la Figure 43 est donc validée en simulation. Il reste à voir si elle est également vraie pour les résonateurs que nous avons prévu de fabriquer.

2.5.4 Utilisation du modèle

Ayant validé le modèle du LRSG MOSFET, nous souhaitons maintenant l'utiliser pour faire une étude complète du transistor de détection. Le but est de dimensionner ce dernier afin qu'il présente les meilleurs performances possibles pour la détection. Après avoir dimensionné le transistor, nous chercherons à

déterminer son point de fonctionnement optimal pour la détection, au niveau des tensions V_g et V_d . Toute cette étude se fera à partir des courbes $I(V)$ en quasi-statique.

Ayant étudié le transistor de détection et déterminé son point de fonctionnement optimal, nous verrons quelle est la réponse fréquentielle du LRS MOSFET sur un exemple, puis nous vérifierons si le point de fonctionnement optimal déterminé en statique correspond effectivement au point permettant d'avoir la meilleure détection.

2.5.4.1 En statique

2.5.4.1.1 Points optimaux de fonctionnement

Avant de commencer cette étude statique, il faut déterminer quels sont les points de fonctionnement optimaux pour la détection. Pour ce faire, nous proposons de déterminer ces points pour une structure donnée.

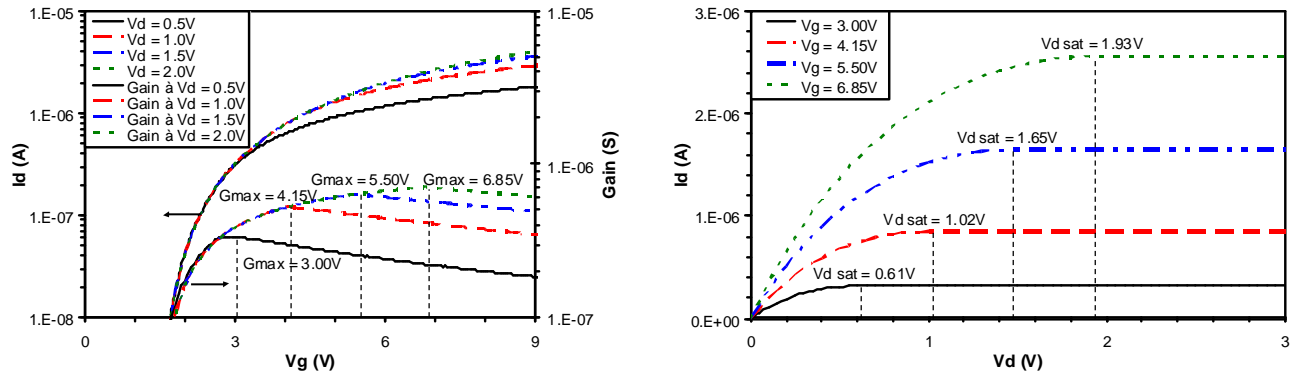


Figure 48 : Etude du point de fonctionnement optimal pour la détection à partir de courbes $I_d(V_g)$ et $I_d(V_d)$, simulées avec le modèle du LRS MOSFET ($L = 10 \mu m$, $w = 200 nm$, $d_0 = 95 nm$, $h = 400 nm$, $L_c = 7 \mu m$, $N_c = 1.17.10^{15} at.cm^{-3}$)

La Figure 48 présente une étude des points optimaux de fonctionnement d'un résonateur à détection MOS donné. Afin de les déterminer (V_g et V_d), il faut poser le problème : que représente une bonne détection ?

Dans un premier temps, nous avons besoin d'un maximum de sensibilité sur le courant de drain lorsque la poutre vibre et prend de l'amplitude. Au niveau du transistor, le déplacement de la poutre à tension de polarisation fixe se traduit par une variation du potentiel de surface du transistor, du fait que l'entrefer d'air fluctue lui aussi. Cette variation de potentiel de surface engendre un changement de courant de drain en conséquence. Sur les courbes $I_d(V_g)$ présentées dans la Figure 48, la sensibilité de courant par rapport à une variation de tension de grille est exprimée par le gain du transistor, défini comme la dérivée du courant de drain par rapport à la tension de grille. La meilleure sensibilité de détection est obtenue quand le gain du transistor est maximal. Nous définissons le meilleur point de fonctionnement en ce qui concerne la tension de

grille, comme étant la tension donnant le gain maximal. Sur les courbes $I_d(V_g)$ présentées dans la Figure 48, le gain maximal est obtenu pour des tensions variant de 3 à 7 V, en fonction de la tension de drain associée à chaque courbe. Le gain maximal est d'autant plus élevé que la tension de drain est forte, mais la tension de grille associée est également de plus en plus grande. Si nous souhaitons avoir un fort gain, il faut augmenter la tension de drain au détriment de la tension de grille optimale, qui devient de plus en plus élevée.

Dans un second temps, il faut considérer la tension de drain. Nous venons de voir que quand nous augmentons celle-ci, le gain du transistor augmente aussi. Sur les courbes $I_d(V_d)$ présentées dans la Figure 48, le courant de drain augmente effectivement avec la tension de grille. De plus, les tensions de grille donnant le maximum de gain sont celles qui correspondent au début du régime de saturation, assurant ainsi que nous avons bien le maximum de courant de drain possible.

2.5.4.1.2 Effet de différents paramètres sur le comportement des transistors de détection

Après avoir défini quels sont les critères de performance au niveau du transistor pour avoir une détection optimale, il est intéressant d'étudier l'influence de différents paramètres des transistors sur ses performances.

Nous commençons par étudier l'effet du dopage sur les courbes de réponse $I(V)$ du modèle du LRSG MOSFET.

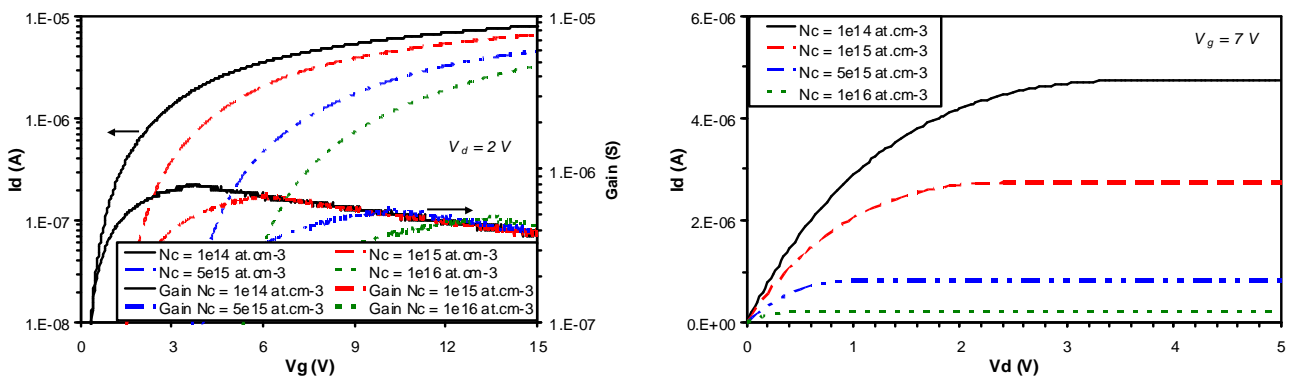


Figure 49 : Etude de l'effet du dopage du canal sur les courbes $I_d(V_g)$ et $I_d(V_d)$ simulées avec le modèle du LRSG MOSFET ($L_c = 9 \mu\text{m}$, $d_0 = 95 \text{ nm}$ et $h = 400 \text{ nm}$)

La Figure 49 propose une étude de l'effet du dopage sur les courbes $I(V)$ du LRSG MOSFET. Le dopage du canal va de $10^{14} \text{ at.cm}^{-3}$ à $10^{16} \text{ at.cm}^{-3}$. D'une part, les courbes $I_d(V_g)$ montrent que la tension de seuil du transistor varie fortement avec le dopage initial du canal. Plus le dopage est faible et plus nous abaissons la tension de seuil. D'autre part, le courant à fort V_g augmente fortement quand nous abaissons la concentration des dopants. Concernant le gain maximal, il augmente quand nous abaissons le niveau de

dopage et cette valeur est atteinte à plus faible V_g . Les courbes $I_d(V_d)$ montrent que le courant de drain est d'autant plus fort que le dopage du canal est faible en régime de saturation. Quant à la tension nécessaire pour atteindre le courant de saturation, elle augmente quand le niveau de dopage baisse. En conclusion, il est préférable de doper le canal faiblement car cela permet d'avoir à la fois un meilleur gain, plus de courant de drain, et un point de fonctionnement plus bas en tension (V_g faible au gain maximal).

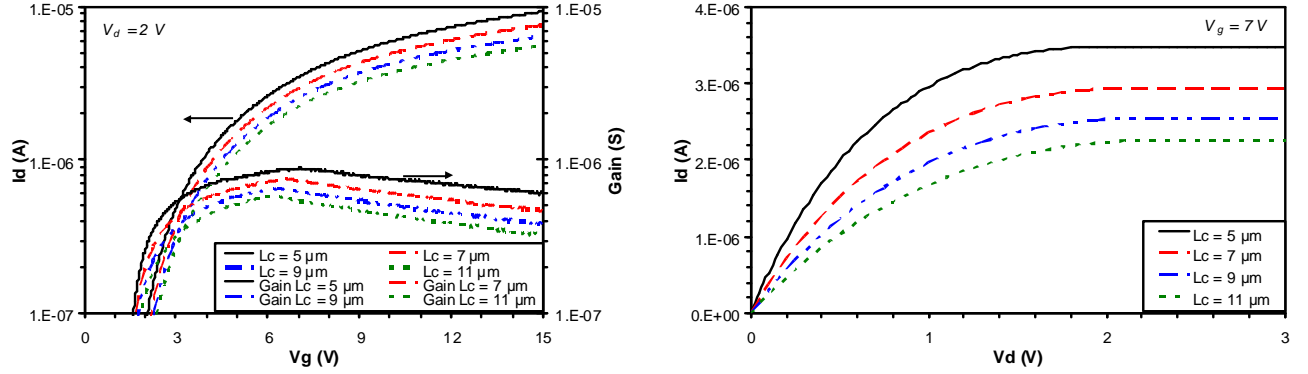


Figure 50 : Etude de l'effet de la longueur du canal sur les courbes $I_d(V_g)$ et $I_d(V_d)$ simulées avec le modèle du LRS MOSFET ($N_c = 1.17.10^{15} \text{ at.cm}^{-3}$, $d_0 = 95 \text{ nm}$ et $h = 400 \text{ nm}$)

La Figure 50 présente une étude de l'influence de la longueur du canal du transistor de détection sur les performances de ce dernier. La gamme de longueur étudiée va de 5 à 9 μm . Les courbes $I_d(V_g)$ montrent d'une part que la tension de seuil est faiblement impactée par la longueur du transistor, et d'autre part, que le courant à fort V_g est plus fort lorsque le canal est plus court, ce qui s'explique par le fait que le canal est assimilable à une résistance électrique à fort V_g : il est d'autant plus résistif que sa longueur augmente. Les courbes $I_d(V_g)$ montrent également que le gain est plus élevé quand nous diminuons la longueur du canal, et que sa valeur maximale est atteinte à des tensions légèrement plus fortes quand nous diminuons la longueur du canal ; nous passons d'une tension maximale de 6 à 7 V en divisant la longueur du canal par 2. Les courbes $I_d(V_d)$ montrent que le courant de saturation est supérieur quand la longueur du canal diminue. Par contre, le régime de saturation intervient quasiment toujours à la même tension de drain, autour de 2 V. En conclusion, nous avons tout intérêt à minimiser la longueur du canal afin de permettre d'augmenter le gain et le niveau du courant de détection.

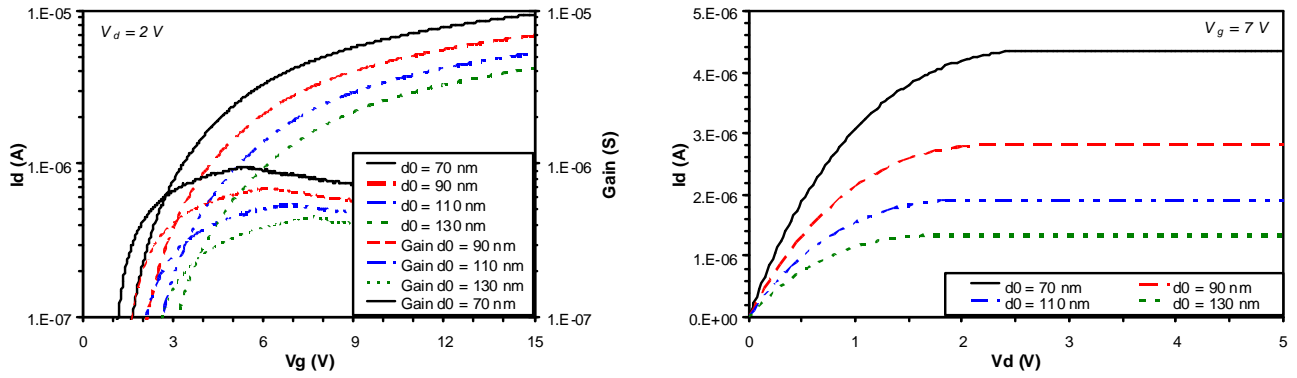


Figure 51 : Etude de l'effet de la taille de l'entrefer d'air sur les courbes $I_d(V_g)$ et $I_d(V_d)$ simulées avec le modèle du LRSG MOSFET ($L_c = 9 \mu m$, $N_c = 1.17.10^{15} at.cm^{-3}$ et $h = 400 nm$)

La Figure 51 présente une étude de l'influence de la taille de l'entrefer sur les performances du transistor de détection. La gamme de taille d'entrefer étudiée va de 70 à 130 nm. Les courbes $I_d(V_g)$ montrent que l'entrefer a une grande influence sur le transistor. Il change à la fois les tensions de seuil et le courant à fort V_g , comme ce serait le cas dans le cadre d'un changement de l'épaisseur d'oxyde de grille pour un transistor classique. Quand nous diminuons l'entrefer, nous abaissons la tension de seuil et nous augmentons le courant maximal à fort V_g . Les courbes $I_d(V_d)$ montrent également un courant de saturation plus fort à faible entrefer. La tension de drain permettant d'atteindre le régime de saturation augmente légèrement avec la taille de l'entrefer. En conclusion, le fait de travailler avec un petit entrefer permet d'augmenter la détection et le niveau de courant. Nous avons donc tout intérêt à réduire cette dimension.

2.5.4.2 En dynamique

Ayant détaillé l'étude de l'influence de la tension d'excitation, de la tension de polarisation et du facteur de qualité lors de l'utilisation du modèle à détection capacitive, nous ne referons pas cette étude pour le modèle à détection MOS, car elle serait identique.

Après avoir étudié le dimensionnement du transistor de détection et les points de fonctionnement assurant la meilleure détection, nous proposons de tester si effectivement la méthode de détermination des meilleurs points de fonctionnement est bonne. Pour cela, nous allons comparer le courant maximal obtenu à la résonance d'une poutre de dimensions données, en faisant varier V_g d'une part, et V_d d'autre part, autour des points de fonctionnement établis dans le §2.5.4.1.1.

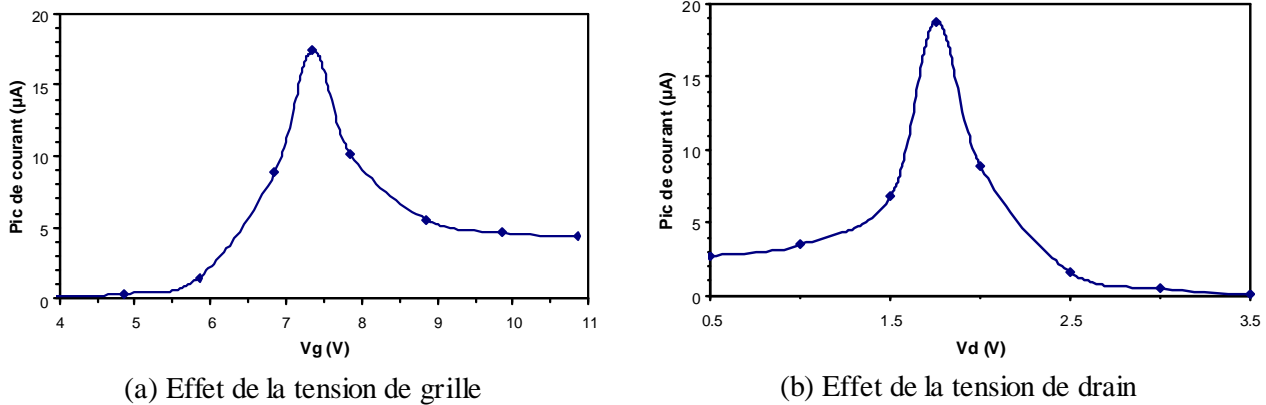


Figure 52 : Etude de l'effet d'une variation de tension de grille et de drain du transistor de détection sur le courant maximal à la résonance d'une poutre bi-encastree, simulée à partir du modèle du LRS MOSFET ($L=10\text{ }\mu\text{m}$, $w=200\text{ nm}$, $d_0=95\text{ nm}$, $h=400\text{ nm}$, $L_c=7\text{ }\mu\text{m}$, $N_c=1.17.10^{15}\text{ at.cm}^{-3}$, $V_{ac}=2\text{ mV}$ et $V_{dc}=10\text{ V}$)

La Figure 52 (a) présente une étude de l'influence d'une variation de tension de grille autour du point de fonctionnement, déterminé comme étant au maximal de gain du transistor, obtenu à $V_g = 6.85\text{ V}$ sur la Figure 48. Nous constatons sur la courbe qu'il y a bien une tension de grille optimale pour la détection. Cette tension est relevée autour de 7.35 V , soit un peu plus haut que le point optimal obtenu en statique, mais du même ordre de grandeur. De part et d'autre du point de gain maximal, nous avons bien une baisse d'amplitude.

La Figure 52 (b) présente une étude de l'influence d'une variation de tension de drain autour du point de fonctionnement, déterminé comme étant au maximum de gain et au début du régime de saturation, fixé à $V_d = 2\text{ V}$ sur la Figure 48, réalisée à $V_g = 6.85\text{ V}$. Nous constatons sur la courbe que, comme pour la variation de tension de grille, il y a effectivement un optimum. Ce dernier se situe aux alentours de $V_d = 1.75\text{ V}$, soit un peu plus bas que le point optimal obtenu en statique, mais restant du même ordre de grandeur.

En conclusion, les points optimaux de fonctionnement du transistor de détection déterminés en statique sur un résonateur donné, sont proches de ceux que nous avons effectivement trouvés en dynamique, montrant que la méthode de détermination des points optimaux est bonne. Cependant, nous constatons sur les courbes dynamiques qu'il suffit d'un petit décalage de l'un des points de fonctionnement pour faire chuter drastiquement le courant à la résonance. Il sera alors très important de bien caractériser les transistors de détection sur les résonateurs fabriqués avant de les mesurer en dynamique, afin d'estimer précisément les points de fonctionnement optimaux. Cela ne suffisant pas, il faudra prendre le temps d'ajuster à tour de rôle la tension de grille donnant le maximum de courant à la résonance, puis faire de même sur la tension de drain. Après quelques itérations de cette méthodologie de mesure, nous serons alors certains d'avoir l'optimum de détection, utilisant toutes les capacités du transistor prévu à cet effet.

2.6 Comparaison détection capacitive et par transistor, en modélisation

Après avoir réalisé le modèle à détection capacitive et le modèle à détection par transistor, nous proposons de comparer, sur un résonateur donné, les réponses fréquentielles obtenues par la modélisation en utilisant les deux modèles.

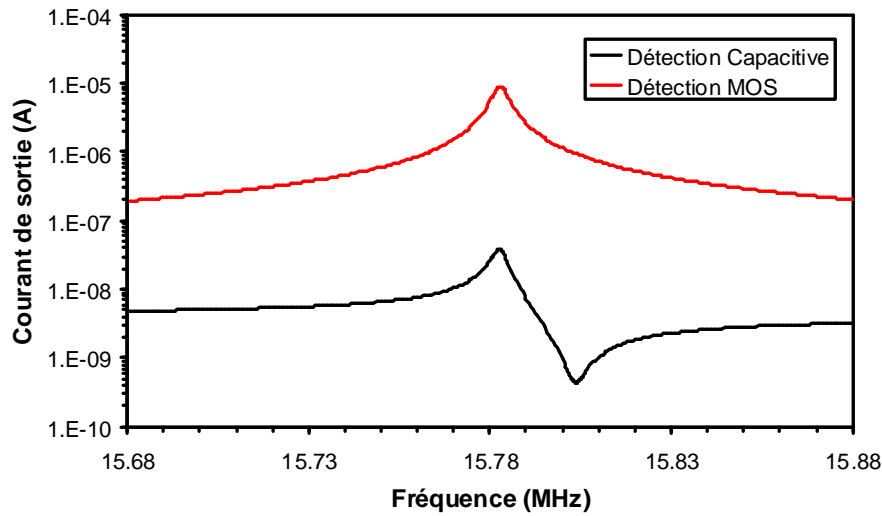


Figure 53 : Comparaison de la réponse fréquentielle d’une poutre bi-encastée selon le mode de détection, capacitive ou par transistor MOS, simulée avec les modèles respectifs ($L = 10 \mu m$, $w = 200 nm$, $d_0 = 95 nm$, $h = 400 nm$, $L_c = 7 \mu m$, $N_c = 1.17.10^{15} at.cm^{-3}$, $V_{ac} = 2 mV$, $V_{dc} = 10 V$ et $C_0 = 20 fF$)

La Figure 53 présente une comparaison de la détection capacitive et de la détection MOS pour une structure donnée. Le pic de résonance pour les deux modèles est exactement identique en fréquence, car la partie mécanique fixant la résonance est identique pour les deux modèles.

Au niveau du courant maximal à la résonance, nous relevons $8.86 \mu A$ de courant pour la détection MOS contre $37.3 nA$ pour la détection capacitive, soit un facteur 237 de différence ; ce qui rend compte du potentiel de la détection par transistor. Cet écart impressionnant au niveau de la détection doit être relatif car nous avons supposé que les points de fonctionnement du transistor sont optimaux. Le courant de détection du transistor peut rapidement devenir bien plus faible pour peu que nous soyons juste à côté des points optimaux de fonctionnement. Mais même dans ce dernier cas, le pic de résonance reste très supérieur à celui obtenu en détection capacitive (au moins 20 fois dans cet exemple).

Nous avons ajouté à la simulation une capacité de couplage parasite de $20 fF$ pour les deux types de détection, telle qu’elle a été étudiée dans le §2.3.8. L’effet de cette capacité sur les courbes de résonance de

la Figure 53 est très différent selon le type de détection. Pour la détection capacitive, la capacité de couplage est à l'origine de l'apparition d'un pic d'antirésonance très marqué, proche en fréquence du pic de résonance. Ce n'est pas le cas pour la détection MOS, où nous ne voyons pas apparaître de pic d'antirésonance. Cela s'explique par le fait que le transistor permet de découpler le signal et de s'affranchir grandement de la capacité parasite. C'est un point qui peut être très positif car cette capacité est liée à l'entrefer et nous pouvons difficilement agir dessus en détection capacitive telle qu'elle a été présentée.

2.7 Conclusion et perspectives

2.7.1 Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif de concevoir les résonateurs de l'étude, que nous allons fabriquer par la suite. Pour cela, nous avons principalement travaillé sur le dimensionnement des résonateurs de type poutre. L'étude a permis de donner des gammes de dimensions des poutres bi-encastées, permettant d'obtenir le maximum de performances des résonateurs. Les principales conclusions sont :

- Il existe un couple (longueur, largeur) présentant un facteur de qualité optimal pour chaque fréquence donnée.
- Dans la gamme 10 – 100 MHz, le facteur de qualité est limité à environ 5 000 sous vide.
- La largeur des poutres doit rester dans la gamme 200 – 400 nm.
- La longueur des poutres doit rester dans la gamme 4 – 20 μm .

Nous avons ensuite travaillé sur le développement d'un modèle analytique des résonateurs à détection capacitive et à détection MOS. Nous avons également validé ce modèle à l'aide de simulations et de comparaisons avec d'autres modèles. Puis, nous avons utilisé le modèle pour simuler le comportement dynamique des résonateurs de l'étude en faisant varier différents paramètres. Enfin, nous avons comparé l'apport théorique de la détection MOS par rapport à la détection capacitive sur un exemple de résonateur.

2.7.2 Perspectives

Dans ce chapitre, nous avons beaucoup travaillé sur les résonateurs de type poutre bi-encastée. Au niveau du dimensionnement, nous n'avons pas traité des autres types de structures à modes de flexion, comme par exemple les poutres libre-libre. Il serait intéressant de faire la même étude de dimensionnement pour ces résonateurs, qui présentent de meilleurs facteurs de qualité. Par contre, la réalisation technologique de ce type de résonateur risque d'être très délicate, compte tenu de la difficulté de réalisation des ancrages à côté

des électrodes pour des dispositifs de très petite taille. Nous n'avons pas non plus poussé très loin les investigations sur les résonateurs à ondes de volume, pour lesquels un dimensionnement plus poussé aurait permis d'optimiser les composants, en vue d'une future fabrication.

Concernant la modélisation, le modèle analytique a été réalisé et validé pour les poutres bi-encastées, mais il ne couvre pas les autres types de résonateurs. Dans un premier temps, il serait intéressant d'adapter le modèle pour qu'il puisse prendre en compte les autres types de poutres, par exemple les poutres encastree-libre ou libre-libre. Cela ne constitue pas une difficulté majeure. Dans un second temps, nous pourrions nous intéresser à la modélisation des résonateurs à ondes de volume, qui demanderont une modification conséquente du modèle actuel, du fait de leur plus grande complexité géométrique.

CHAPITRE 3

REALISATIONS TECHNOLOGIQUES

3 EME CHAPITRE : REALISATIONS TECHNOLOGIQUES

3.1 Introduction

Ce chapitre concerne la fabrication des résonateurs électromécaniques que nous avons conçus dans le chapitre 2. Dans l'esprit d'une co-intégration future des résonateurs avec les transistors, la fabrication des démonstrateurs est basée sur la technologie Silicon On Nothing (SON), en cours de développement à STMicroelectronics pour les transistors MOS avancés.

Dans un premier temps, nous donnerons quelques informations sur la technologie SON pour la fabrication des transistors, afin de mieux comprendre le choix des briques de base que nous allons utiliser pour son adaptation à la réalisation de MEMS.

Dans un deuxième temps, nous décrirons précisément les développements technologiques mis en œuvre pour permettre la fabrication des résonateurs de l'étude. Nous présenterons également les caractérisations associées à chaque étape technologique.

Dans un troisième temps, nous dresserons le bilan de la réalisation technologique des résonateurs. Nous évoquerons principalement les points faibles de la technologie. Nous donnerons également quelques informations sur les variations des procédés utilisés, dans le but de mettre en avant les étapes les plus critiques. Nous proposerons alors quelques améliorations possibles par rapport aux procédés initiaux, à partir du développement de briques de base spécifiques à chaque point faible technologique.

Enfin, nous évoquerons l'aspect du packaging et de la co-intégration des résonateurs, à travers quelques orientations possibles.

3.2 Technologie SON pour les transistors MOS

Nous avons introduit dans le §1.5.2 les raisons ayant poussées au choix de la technologie SON pour la fabrication des résonateurs, alors que cette technologie a initialement été développée pour la réalisation de

transistors MOS. Nous proposons de détailler les briques de base de la technologie dans le cadre de la fabrication des transistors, à l'aide de [92] :

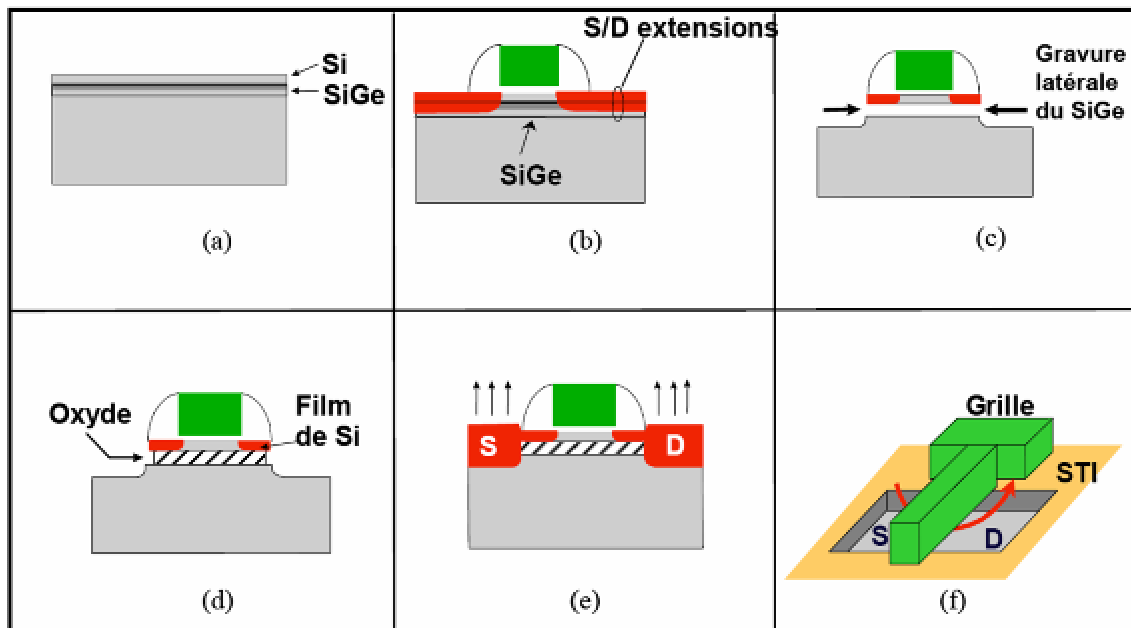


Figure 54 : Description succincte du procédé de fabrication des transistors SON (issu de [92])

La Figure 54 présente une description succincte du procédé de réalisation d'un transistor SON. Dans le schéma (a), nous épitaxions du *Si* monocristallin dans lequel nous fabriquons le canal du transistor sur une couche sacrificielle de *SiGe*, également épitaxiée. Puis, nous définissons les zones de source, drain et grille dans le *Si* épitaxié (b), et nous retirons le *SiGe* sacrificiel, sélectivement par rapport aux autres couches en présence. A ce niveau là du procédé de fabrication, nous nous retrouvons dans une configuration où le transistor est suspendu et ancré au niveau des extrémités de la grille. Cette situation est exactement similaire à celle d'un MEMS de type poutre bi-encastree, d'où l'idée d'utiliser ces briques de base pour réaliser des MEMS. Dans le cadre des transistors, le tunnel est ensuite rempli de SiO_2 (d) afin de se retrouver dans une configuration identique à celle d'un transistor fabriqué en technologie SOI, présentant une isolation sous le canal de conduction. Nous parlons de SOI localisé. L'avantage de ce procédé autant pour la réalisation des transistors que pour celle des MEMS, réside dans le fait qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser un substrat SOI s'avérant très coûteux.

Pour la réalisation de nos résonateurs, nous avons donc adapté les briques de base de la technologie SON à la réalisation de MEMS. Le §3.3 sera donc consacré à la description des développements effectués pour cette réalisation.

Notons d'une part, que les briques de base de la technologie SON utilisent des procédés strictement front-end, et d'autre part, qu'elles ont été initialement développées pour la fabrication des transistors MOS. Cela laisse présager un fort potentiel d'intégration in-IC des MEMS, du fait d'étapes technologiques pouvant être communes à la fabrication des deux types de composants.

3.3 Technologie SON pour les MEMS

3.3.1 Fabrication

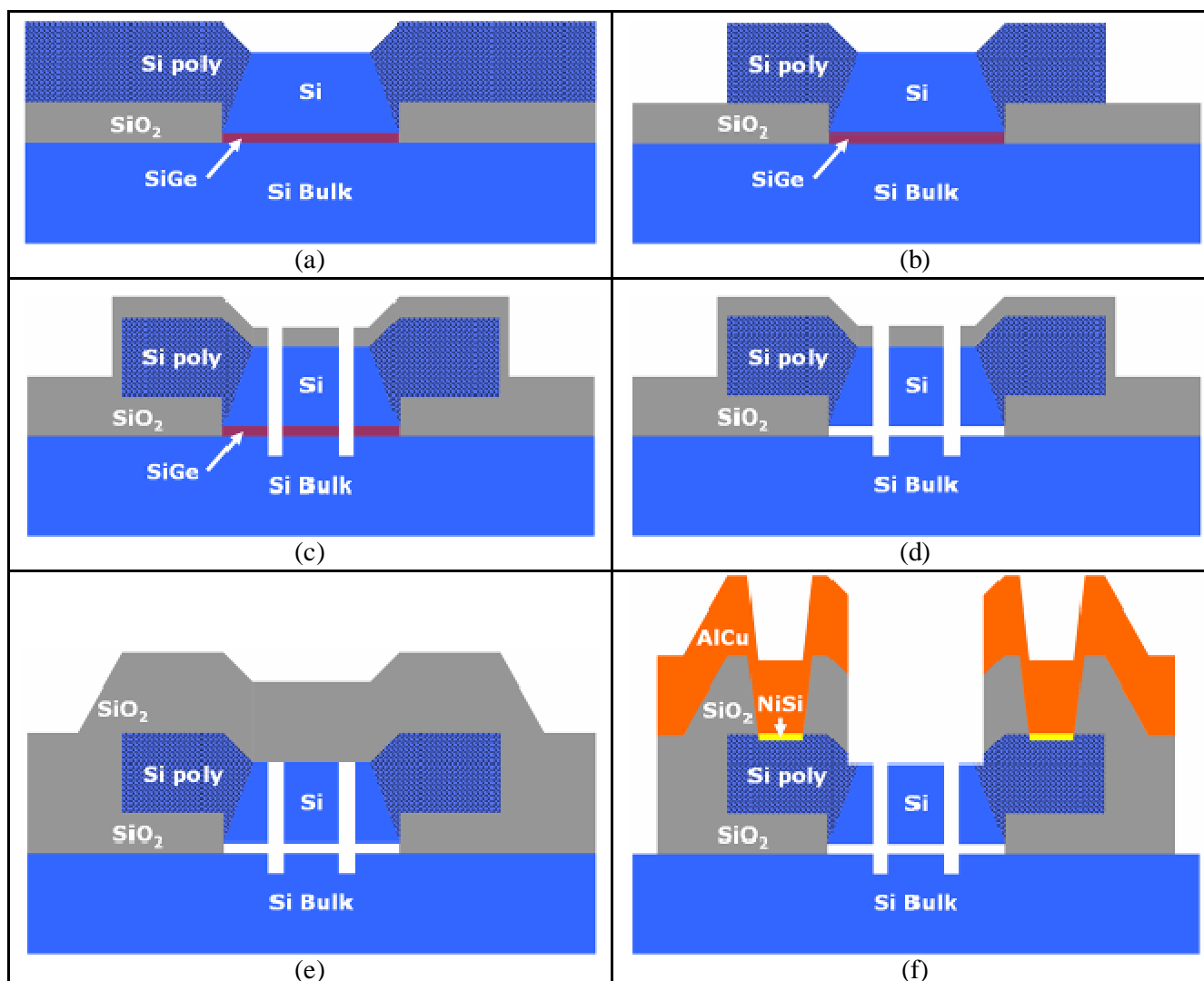


Figure 55 : Schémas descriptifs du procédé de fabrication des résonateurs à base de technologie SON

La Figure 55 propose une description de l'empilement technologique mis en œuvre pour la réalisation des résonateurs électromécaniques, à l'aide de schémas en coupe. Notons que la description intègre la réalisation des transistors latéraux de détection, même si ceux-ci n'apparaissent pas sur les schémas.

3.3.1.1 Zone active et épitaxies (Figure 55 a)

3.3.1.1.1 Zone active

Le procédé de fabrication commence par la formation d'un SiO_2 thermique. D'une part, ce dernier isole électriquement le résonateur et les électrodes du substrat. D'autre part, son retrait par endroits permet de définir les zones actives du MEMS, c'est-à-dire les zones qui seront suspendues en fin de réalisation.

Le SiO_2 thermique est réalisé dans un four à haute température, par voie humide, en présence d'oxygène et de vapeur d'eau. L'épaisseur choisie est de 200 nm, correspondant à un bon compromis entre un film moins épais qui engendrerait une isolation électrique trop faible, et un film plus épais pouvant induire des problèmes de photolithographie liés à une topologie trop importante.

Après avoir réalisé le SiO_2 thermique, nous faisons une première photolithographie dont le but est de permettre le retrait total du SiO_2 dans certaines zones que nous appelons zones actives. C'est à ce niveau que sera fabriqué le résonateur et la partie active du transistor de détection. La gravure mise en œuvre est réalisée par plasma de $\text{C}_4\text{F}_8 / \text{O}_2 / \text{Ar}$ puisqu'avec ce type de précurseur, les résultats de reprise d'épithaxie sont bons (après gravure) et les pentes sont bien droites. Nous avons également prévu une sur-gravure conséquente, afin de s'assurer que nous débouchons de partout sur le Si du substrat.

3.3.1.1.2 Epithaxie de silicium-germanium sélective

Après avoir réalisé les zones actives, nous faisons les épithaxies de SiGe et Si . Le SiGe constitue la couche sacrificielle disposée sous le MEMS, que nous retirons afin de le libérer. Ainsi, nous choisissons de faire une épithaxie sélective de SiGe par rapport au SiO_2 [102]. Cela signifie que nous utilisons une recette d'épithaxie du SiGe permettant de ne faire croître le matériau que dans les zones actives ouvertes sur le Si du substrat. Par conséquent, la croissance du SiGe est quasi nulle sur les zones non actives contenant du SiO_2 en surface. L'intérêt est que nous contrôlons parfaitement les zones qui seront suspendues, laissant envisager une libération avec arrêt automatique grâce au SiO_2 thermique ; ce qui n'est pas le cas des technologies MEMS à base de substrats SOI, dans lesquelles la libération se fait au temps.

Généralement, les épithaxies de SiGe sont réalisées à base d'une chimie $\text{SiH}_2\text{Cl}_2 / \text{GeH}_4 / \text{H}_2$ dans laquelle le SiH_2Cl_2 apporte l'élément Si et le GeH_4 apporte l'élément Ge . Or, ce type de chimie ne permet pas, ou difficilement, d'avoir une sélectivité de croissance entre le Si et le SiO_2 répondant à nos besoins. Nous avons alors incorporé du HCl dans le mélange gazeux, afin d'obtenir une très bonne sélectivité de croissance [102]. En effet, l'incorporation de HCl dans le mélange permet de passiver la surface du SiO_2 par génération de liaisons $\text{Si}-\text{H}$, $\text{Si}-\text{Cl}$, $\text{O}-\text{H}$ et $\text{O}-\text{Cl}$, empêchant la croissance du SiGe sur le

SiO_2 , tout en maintenant une bonne croissance du $SiGe$ sur le Si . Concernant le réglage la proportion de Ge dans le Si , ce sont les proportions de SiH_2Cl_2 et de GeH_4 dans le mélange qui déterminent le pourcentage de Ge que nous allons incorporer dans le Si . Dans notre cas, le matériau déposé a été le suivant : $Si_{0.7}Ge_{0.3}$, soit 30% de Ge dans le Si . Ce choix est issu d'un compromis entre :

- Un faible pourcentage de Ge : le $SiGe$ constitue la couche sacrificielle du MEMS réalisé en Si . Plus nous diminuons le pourcentage de Ge dans le $SiGe$ et plus la sélectivité de la gravure du $SiGe$ devient faible lors de l'étape de libération du MEMS. Compte tenu des longueurs de libération importantes nécessaires, en particulier pour la libération des structures à ondes de volume pouvant atteindre plusieurs micromètres, nous avons choisi de ne pas mettre moins que 30% de Ge afin de conserver une bonne sélectivité de gravure lors de la libération.
- Un fort pourcentage de Ge : pour comprendre la limitation, il faut préciser que le $SiGe$ étant épitaxié sur le Si du substrat, sa croissance se fait selon la maille cristalline du Si . La présence d'atomes de Ge fait alors apparaître des contraintes dans le matériau. Plus nous incorporons de Ge dans le Si et plus le niveau de contraintes est élevé. C'est pourquoi au-delà d'une certaine épaisseur de dépôt, les contraintes sont susceptibles de se relaxer. Or, nous avons évoqué les effets néfastes des contraintes résiduelles dans la couche structurelle du MEMS dans le §2.3.3.3. Nous faisons donc en sorte que la couche de $SiGe$ soit suffisamment fine pour qu'elle ne se relaxe pas, permettant alors au Si épitaxié à sa surface d'être exempt de contraintes. La limite d'épaisseur que nous pouvons atteindre en $SiGe$ sans risque de relaxation de contraintes est de l'ordre de 50 nm à 30% de Ge . Nous ne pouvons pas viser une épaisseur plus fine de Ge , car cela nous restreindrait à n'avoir qu'un entrefer d'air de quelques nanomètres après libération entre le MEMS et le substrat, rendant alors le collage du résonateur au substrat très probable. Cela présenterait alors un risque de détérioration irréversible du MEMS.

En conclusion sur la couche de $SiGe$, nous avons fixé l'épaisseur à 50 nm, correspondant à l'épaisseur maximale possible avec une concentration de 30% en Ge .

3.3.1.1.3 Epitaxie de silicium non sélective

C'est dans cette couche de Si épitaxié que vont être fabriqués en même temps le résonateur et le transistor de détection. Ainsi, nous avons souhaité que le $SiGe$ situé en dessous n'apporte aucune contrainte à cette dernière, devant rester parfaitement monocristalline afin de permettre au résonateur d'être très peu contraint, mais aussi au transistor de détection d'atteindre de bonnes performances et d'avoir peu de courants de fuites.

La croissance du Si a été réalisée à partir d'un précurseur SiH_4 dans une chambre d'épitaxie, sans ajout de HCl , afin d'assurer la non sélectivité de la croissance [102]. Nous souhaitons en effet que la croissance du Si se fasse sur le $SiGe$ pour composer le résonateur, mais aussi sur le SiO_2 situé aux abords de zones actives, afin que le résonateur soit solidement ancré sur cette couche via l'interface entre le Si épitaxié non

sélectif et le SiO_2 . Notons que le Si épitaxié sur le SiGe sera monocristallin, non contraint et de même orientation que le Si du substrat.

Le Si épitaxié constitue la couche structurale du résonateur, mais aussi le futur canal du transistor de détection. Concernant les résonateurs à détection par transistor, il faut prévoir un certain niveau de dopage de cette couche, afin que le futur canal ait un niveau de dopage permettant d'atteindre de bonnes performances au niveau du transistor. Or, nous avons étudié l'effet du dopage du canal sur les performances du transistor de détection dans le §2.5.4.1.2 (Figure 49), et conclu qu'un faible dopage permettrait d'avoir à la fois plus de courant, mais aussi une tension de seuil plus faible. Ainsi, nous avons fixé une consigne de dopage de $10^{15} \text{ at.cm}^{-3}$ au bore pour cette couche, par rapport à ce que nous pouvons réaliser en technologie. Le bore a été préféré au phosphore ou à l'arsenic par exemple, car c'est un atome de plus petite taille permettant de moins générer de contraintes dans la couche structurale. Nous avons alors ajouté du B_2H_6 en proportions ajustées lors de l'épitaxie, afin d'obtenir le niveau de dopage désiré. Nous avons également réalisé quelques plaques sans transistor de détection. Cependant dans ce cas, il faut que les résonateurs et les électrodes soient conducteurs. Pour ces structures, nous avons donc préféré doper fortement le Si à $5.10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ lors de l'épitaxie, plutôt que de le faire ultérieurement par implantation, comme ce sera le cas des structures à détection MOS, ce qui favorise les faibles contraintes.

Au niveau de l'épaisseur de Si , nous avons choisi une limitation à 400 nm . Il y a plusieurs raisons à cela. D'une part, nous nous plaçons dans le cadre d'une approche de co-intégration front-end, dans laquelle les épaisseurs des matériaux ne dépassent généralement pas $1 \mu\text{m}$. En conséquence, les épaisseurs de résine disponibles pour les photolithographies liées à cette gamme d'épaisseur de matériau, sont limitées à moins de $1 \mu\text{m}$. D'autre part, la topologie après gravure du Si devient trop importante si nous dépassons environ 500 nm d'épaisseur pour le Si , causant alors des problèmes de mise au point en photolithographie. Nous pouvons cependant nous affranchir de la topologie en ajoutant des étapes de dépôt et de planarisation, mais cela alourdirait considérablement la technologie. Pour finir, le problème le plus limitant reste la qualité de la gravure de l'entrefer sur une forte épaisseur de Si . En effet, si nous envisageons de faire un résonateur d' $1 \mu\text{m}$ d'épaisseur en maintenant un entrefer à 100 nm , il faut que la gravure de l'entrefer soit capable de maintenir la cote sur toute la profondeur, ce qui reste délicat. Pour toutes ces raisons, nous avons fait le choix de fixer la couche structurale à 400 nm d'épaisseur pour cette première réalisation. Nous pourrions envisager une couche plus épaisse par la suite, si nous parvenons à valider les procédés de gravure nécessaires à une telle réalisation.

3.3.1.1.4 Résultats de la réalisation technologique

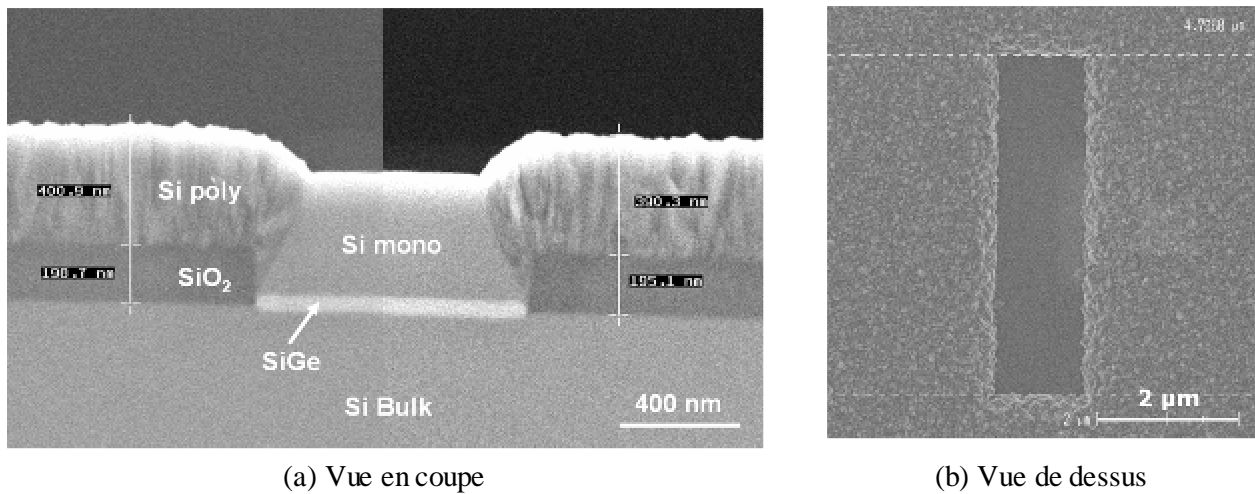


Figure 56 : Photographie MEB de l'empilement technologique après réalisation des zones actives et des épitaxies de *SiGe* sélectif et de *Si* non sélectif

La Figure 56 montre l'empilement technologique, après réalisation des zones actives et des épitaxies de *SiGe* et *Si*. La photographie montre que l'épaisseur de 200 nm de *SiO₂* a été respectée quasi parfaitement. La gravure du *SiO₂* a également bien fonctionné, comme en témoigne la photographie montrant des parois de gravure relativement droites, mais surtout une très bonne reprise de croissance du *SiGe*, qui ne présente aucun grain poly-cristallin. L'épaisseur du *SiGe* a été mesurée autour de 47 nm par rapport à une consigne à 50 nm. Quant à la sélectivité de croissance du *SiGe*, la photographie montre qu'elle est très bonne car nous n'observons aucune croissance de *SiGe* sur le *SiO₂*.

Concernant l'épithaxie non sélective de *Si*, la photographie montre que la croissance s'est très bien déroulée, tant sur le *SiGe* où nous observons un *Si* parfaitement monocristallin, que sur le *SiO₂* où nous observons une croissance poly-cristalline du *Si* avec une interface de bonne qualité entre le *Si* et le *SiO₂*, permettant d'obtenir des ancrages solides. Notons que l'interface entre le *Si* monocristallin et le *Si* poly-cristallin est bien nette, mais qu'elle réduit la zone utile de *Si* monocristallin. Nous avons tenu compte de cet aspect lors du design des structures et prévu de ne pas réaliser la gravure de l'entrefer trop près des bords de la zone active afin de s'assurer qu'au moins une partie des électrodes soit bien en *Si* monocristallin, tout comme le résonateur. Cela est très important car le futur canal du transistor sera réalisé de part et d'autre du résonateur, non loin des bordures de zones actives.

Enfin, concernant les niveaux de dopage, nous avons réalisé des caractérisations de composition chimique de la couche de *Si* épithaxié par Secondary Ion Mass Spectroscopy (SIMS) afin de mesurer le dopage effectif de la couche. Dans le cadre d'un fort dopage destiné aux résonateurs à détection capacitive, nous avons visé un dopage de $5.10^{15} \text{ at.cm}^{-3}$ au bore. Les mesures ont montré un dopage très uniforme sur l'épaisseur allant de

$6.7.10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ en surface à $5.88.10^{19} \text{ at.cm}^{-3}$ à 400 nm de profondeur, ce qui est en bonne adéquation avec la consigne. Dans le cadre d'un faible dopage pour les résonateurs à détection par transistor, l'uniformité de dopage a également été très bonne sur toute l'épaisseur de *Si* épitaxiée. Le niveau moyen de dopage au bore mesuré est de $1.17.10^{15} \text{ at.cm}^{-3}$, en bonne corrélation avec la consigne qui était de $10^{15} \text{ at.cm}^{-3}$. Nous prendrons alors cette valeur pour le dopage du canal lors des post-simulations avec le modèle à détection MOS.

En conclusion, nous avons réalisé avec succès les épitaxies de 400 nm de *Si* avec deux types de dopage au bore, correspondant aux variantes avec détection capacitive et par transistor MOS.

3.3.1.2 Implantations

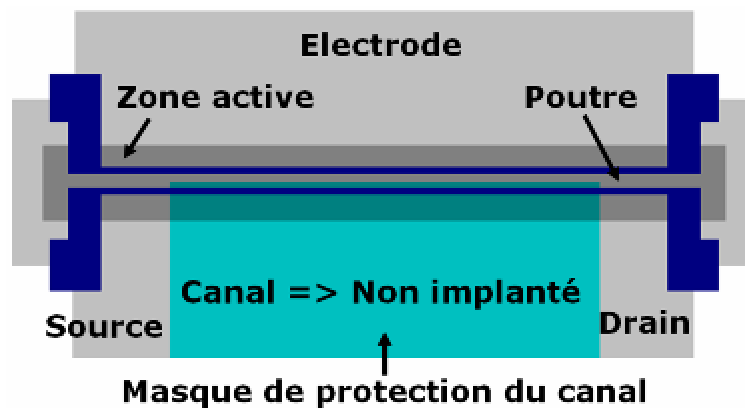


Figure 57 : Layout d'une poutre bi-encastree avec superposition du masque définissant la zone active, les zones d'implantations et l'entrefer d'air

L'objectif de cette étape est de doper fortement les zones de grille, source et drain du transistor de détection, tel que schématisé sur la Figure 57. Ainsi, cette étape n'a été réalisée que sur les plaques comportant des résonateurs à détection par transistor. Les résonateurs à détection capacitive ont été dopés fortement lors de l'épitaxie de *Si* à l'étape précédente.

Comme le canal a été dopé au bore, nous devons alors doper la source et le drain du transistor avec des espèces de type N. Nous avons choisi de le faire par implantation de phosphore dans la couche de *Si* définie précédemment. Nous souhaitons obtenir d'une part, un fort dopage au phosphore dans les zones de grille, source et drain, sur toute l'épaisseur de *Si* épitaxié (400 nm), et d'autre part, nous devons contrôler la diffusion latérale des dopants lors des recuits. En effet, comme le montre la Figure 57, entre le canal qui est faiblement dopé au bore et le résonateur servant de grille qui doit être fortement dopé au phosphore, nous avons juste la taille du futur entrefer d'air, soit environ 100 nm . De ce fait, si le masque prévu pour l'implantation est désaligné de plus de 100 nm par rapport à la consigne, ou si la diffusion des dopants lors des recuits dépasse les 100 nm latéralement, le canal va être dopé à un niveau pouvant détériorer considérablement les performances du transistor de détection. Afin de limiter les risques liés à ce problème,

nous choisissons en premier lieu de sur-dimensionner volontairement de 100 nm (Figure 57) le masque protégeant le canal de l'implantation de la grille, correspondant environ au désalignement photolithographique attendu. En second lieu, nous ne prévoyons les recuits de diffusion qu'après avoir réalisé la gravure de l'entrefer.

Notons que, sur la Figure 57, comme nous sommes contraints à sur-dimensionner le masque de protection du canal, ce dernier chevauche sur le résonateur de 100 nm . Ainsi, il paraît difficile d'envisager la fabrication de résonateurs à détection MOS ayant une largeur inférieure à 200 nm , risquant de présenter une grille non dopée. La limitation technologique sur la largeur minimale des résonateurs (§2.3.9.1, Tableau 8) est fortement liée à ce problème.

Nous avons également réalisé une étude TCAD avec l'outil Sentaurus Process (Synopsys), afin de simuler et choisir des procédés d'implantation et de recuit permettant de respecter nos spécifications. La conclusion de l'étude est que si nous souhaitons maintenir un niveau de dopage correct sur toute la profondeur du *Si*, de l'ordre de quelques $10^{18}\text{ at.cm}^{-3}$ au phosphore, nous ne pouvons pas limiter la diffusion latérale des dopants à moins de 500 nm . Cela confirme à fortiori l'intérêt de ne prévoir les recuits qu'après avoir réalisé la gravure de l'entrefer d'air.

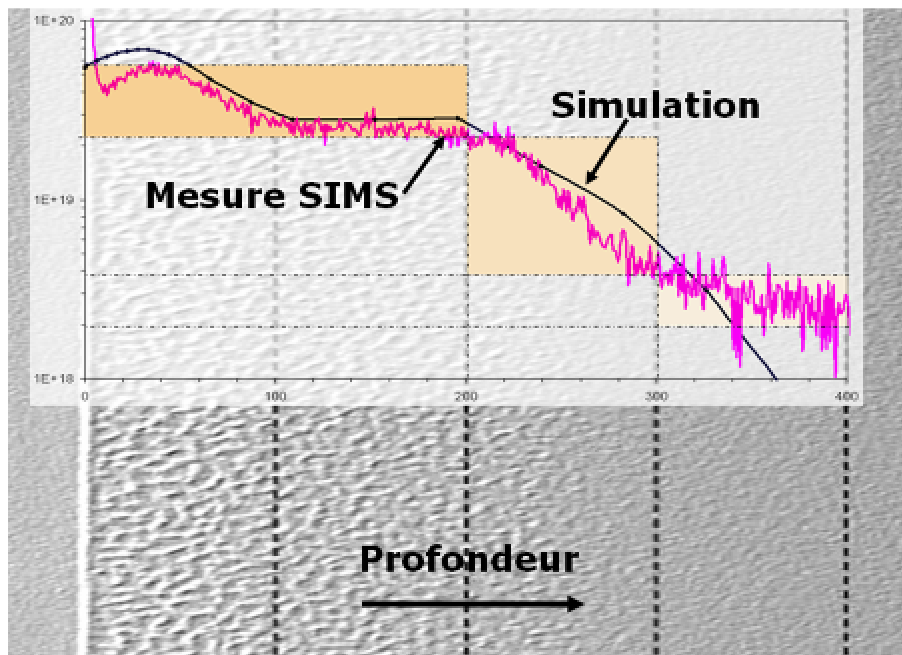


Figure 58 : Evaluation du niveau de dopage final après implantations et recuits avec comparaison des simulations TCAD, des mesures SIMS et d'une technique de caractérisation des dopants par mesure sur une photographie MEB

La Figure 58 propose des mesures du niveau de dopage de la couche de *Si* au niveau des zones de source, drain et grille, après les implantations et les recuits. Les résultats des simulations TCAD sont comparés à deux techniques de caractérisation : SIMS et MEB (suite à l'application d'une technique chimique de révélation de dopants [103] réalisée sur une plaque test).

La Figure 58 montre une très bonne corrélation entre les deux méthodes de caractérisation et la simulation TCAD. La recette d'implantation utilisée pour répondre à nos besoins comprend trois implantations successives à des niveaux de dopage différents. Cela permet alors d'éviter de recourir à une implantation de trop forte énergie, pouvant générer des contraintes importantes dans la couche structurale. Cependant, cette astuce induit un niveau de dopage non constant en fonction de l'épaisseur, comme le montrent les courbes de la Figure 59. Le minimum est de $3.10^{18} \text{at.cm}^{-3}$ à 400 nm de profondeur, contre $5.10^{19} \text{at.cm}^{-3}$ en surface du *Si*.

Concernant la caractérisation, une étude SIMS seule aurait pu suffire pour connaître les niveaux de dopage. Nous avons mis en œuvre la caractérisation par révélation chimique des dopants pour essayer d'estimer la diffusion latérale et la comparer à la simulation. Cette caractérisation n'a malheureusement pas fonctionné car le point de référence de diffusion n'a pas pu être clairement identifié.

En conclusion, le choix du niveau de dopants est un compromis entre une mauvaise conduction à faible concentration des dopants et une détérioration des propriétés de la couche structurale liée à l'implantation, dans le cas d'un trop fort dopage. Le niveau moyen de dopage est de l'ordre de $10^{19} \text{at.cm}^{-3}$ sur l'épaisseur de la couche structurale en *Si* monocristallin.

3.3.1.3 Définition grossière des résonateurs (Figure 55 b)

3.3.1.3.1 Définition grossière des résonateurs

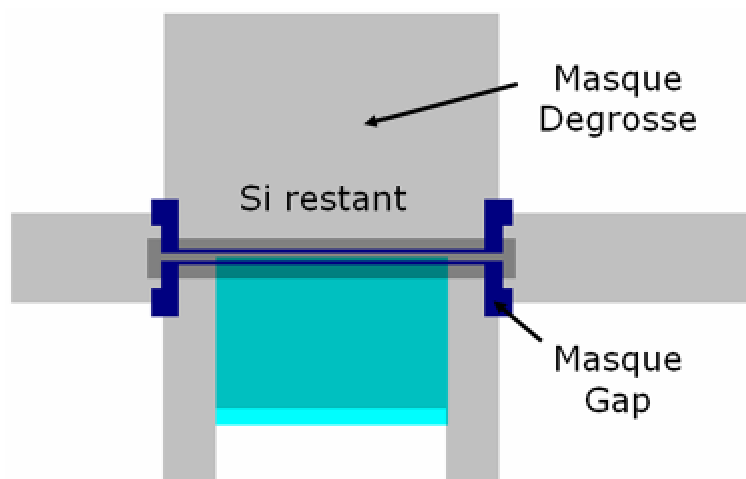


Figure 59 : Layout d'une poutre bi-encastree avec superposition du masque definissant la zone active, les zones d'implantation, le niveau « degrosse » et l'entrefer d'air

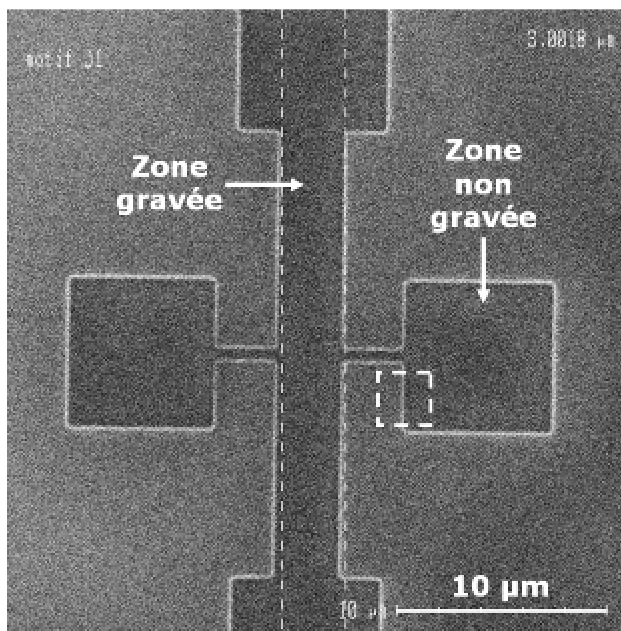
Après avoir réalisé les implantations, il faut définir les résonateurs en gravant le *Si* épitaxié partout où il n'est pas nécessaire. Comme le montre le schéma de la Figure 59, nous avons choisi de faire cette gravure en deux niveaux de masque. Dans un premier temps, nous enlevons (masque « degrosse ») la grande majorité

du *Si* présent sur la plaque pour n'en laisser qu'au niveau du résonateur : nous dégrossissons en quelques sorte la gravure du *Si* pour définir les résonateurs. Dans un second temps, nous réalisons une gravure fine du *Si*, visant à réaliser l'entrefer des résonateurs, dont la taille est de l'ordre de 100 nm . Les raisons de la décomposition de la gravure du *Si* en deux étapes pour définir les résonateurs, sont de nature technologique. Il est en effet très difficile de trouver un procédé de gravure qui soit à la fois : très performant pour la réalisation de tranchées (entrefers) de très petite taille, présentant de plus des parois de gravure parfaitement droites, et capable de graver avec succès les zones très ouvertes sans laisser de traces de *Si* non gravé.

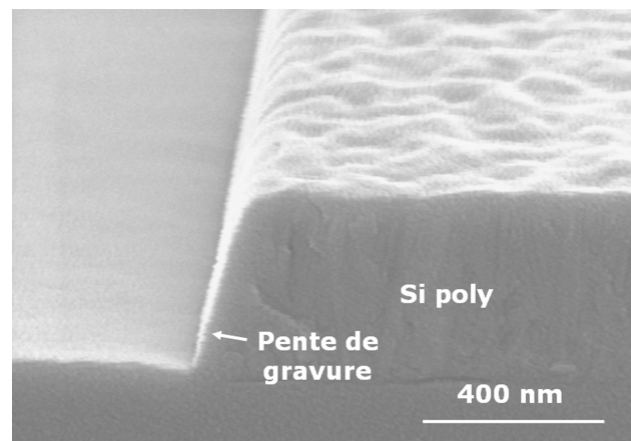
Pour ces raisons, nous avons choisi de faire l'étape de gravure du *Si* en deux temps, afin de limiter les contraintes technologiques et les développements. Il serait très intéressant de travailler ultérieurement sur le développement d'une étape de gravure, qui permettrait de répondre aux deux conditions à la fois, ce qui simplifierait considérablement la technologie de réalisation des résonateurs.

La première phase de gravure dite « degrosse » a finalement été réalisée à partir d'un plasma à base de $\text{HBr} / \text{Cl}_2 / \text{O}_2$, permettant de retirer sans aucun soucis les 400 nm de *Si*. Ce procédé présente également l'avantage de laisser des parois de gravure dans le *Si* avec une légère pente, ce qui permettra par la suite d'avoir des dépôts et gravures satisfaisants au niveau des passages de marche.

3.3.1.3.2 Résultats de la réalisation technologique



(a) Vue d'ensemble de dessus



(b) Vue zoomée en perspective

Figure 60 : Photographies MEB en vue de dessus d'une zone présentant un futur résonateur après gravure « degrosse »

La Figure 60 présente des photographies MEB de la gravure « degrosse ». A partir de la photo (b), nous notons que la gravure a débouché très proprement. Nous pouvons également estimer la pente de gravure à

15° par rapport à la verticale. Cette valeur est adaptée pour faciliter les dépôts et gravures à venir. En effet, les dépôts seront plus conformes au niveau du passage de marche du fait de la présence de la pente. Nous aurons également plus de facilité à graver les dépôts au niveau de la marche avec arrêt sur le *Si* polycristallin grâce à la pente.

3.3.1.4 Définition fine des résonateurs (Figure 55 c)

3.3.1.4.1 Dépôt d'un masque dur

Pour réaliser la seconde phase de gravure du *Si* visant à définir l'entrefer des résonateurs, il est nécessaire d'utiliser un masque dur. Nous choisissons de le faire en SiO_2 , car ce matériau présente une bonne sélectivité par rapport à la gravure du *Si*. Le SiO_2 , d'une épaisseur de 100 nm, est déposé par une technique de Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition (PECVD) utilisant une chimie à base de Tetra-Ethyl-Oxy-Silane (TEOS).

3.3.1.4.2 Photolithographie e-beam

Nous souhaitons graver des entrefers dont les tailles maximales sont de l'ordre de 100 nm (Figure 59). Pour cela, nous avons besoin d'une photolithographie très performante, non disponible dans le parc d'équipements auquel nous avons accès en phase de R&D. Il ne nous reste alors que la solution d'utilisation de la photolithographie e-beam. Le recours à ce matériel permet de faire des entrefers dont les tailles peuvent descendre en dessous de 50 nm. Notons que dans le cadre d'une co-intégration industrielle future des résonateurs dans une technologie avancée, nous n'aurons plus recours à l'e-beam, car les équipements de photolithographie disponibles en production sont suffisamment performants pour définir les entrefers attendus. Le recours à l'e-beam n'est justifié que parce que nous sommes dans une phase de R&D et que cet équipement permet en plus de gagner sur le coût de la fabrication d'un masque supplémentaire.

Le recours à l'utilisation de la photolithographie e-beam impose l'utilisation de résines dont les épaisseurs sont très limitées : 50 – 150 nm d'épaisseur dans notre cas. Etant donné qu'il nous faut graver plus de 400 nm de *Si*, et compte tenu de la faible sélectivité de gravure de la résine avec notre procédé de gravure du *Si*, nous sommes contraints de déposer un masque dur en SiO_2 (cf. §3.3.1.4.1) avant de faire la photolithographie e-beam.

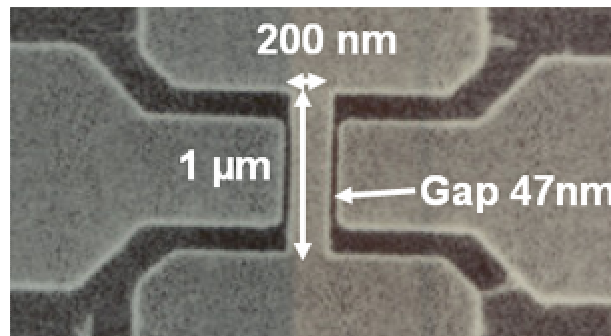


Figure 61 : Photographie MEB de la plus petite structure du layout, définie correctement avec la photolithographie e-beam

La Figure 61 présente une photographie MEB de la plus petite structure du layout après photolithographie e-beam. Cela donne une idée de la définition maximale que nous avons obtenue. Par exemple, l'entrefer d'air initialement dessiné avec une taille de 50 nm a été correctement défini avec une taille finale de 47 nm .

3.3.1.4.3 Gravure du masque dur

Cette gravure est très importante. Elle permet d'ouvrir le masque dur qui va ensuite servir à la définition de l'entrefer d'air. Il s'agit donc de ne pas détériorer la qualité de la photolithographie e-beam lors de cette gravure, ce qui impliquerait une détérioration de la gravure de l'entrefer à venir. Ainsi, cette gravure a été réalisée avec un équipement de gravure plasma de type Dipole Ring Magnet (DRM), dédié à la gravure du SiO_2 . La gravure a été réalisée à l'aide d'une chimie $\text{C}_4\text{F}_8 / \text{O}_2$, permettant de graver tout en laissant des parois de gravure très droites. Cela permet ainsi de conserver les cotes initiales définies par la photolithographie e-beam. Dans la foulée, une séquence de gravure a été réalisée à l'aide d'un plasma O_2 afin de retirer la résine e-beam restante, puisque le masque dur étant gravé, elle n'a plus d'utilité. Au contraire, s'il reste de la résine, la présence des polymères est susceptible de détériorer les performances de la gravure du Si à venir.

3.3.1.4.4 Gravure du silicium pour la réalisation de l'entrefer

Cette gravure est très importante pour les performances des résonateurs, tout comme celles de son transistor de détection. Elle conditionne à la fois la taille de l'entrefer et la qualité de la surface du canal du transistor de détection, qui conduit le courant latéralement. Cette gravure doit permettre de déboucher sur le SiGe , tout en laissant des parois de gravure sans pente et peu rugueuses, assurant alors le bon fonctionnement respectif du résonateur et du transistor de détection.

Après avoir testé des recettes de gravure plasma classiquement utilisées pour la gravure du Si , à base de $\text{HBr} / \text{Cl}_2 / \text{O}_2$ comme pour la gravure précédente, ou encore à base de $\text{HBr} / \text{CF}_4 / \text{Cl}_2 / \text{O}_2$, nous avons

constaté que la pente était trop importante. Nous avons alors réalisé une gravure à base de $HBr/SF_6/O_2$, permettant de réaliser des gravures relativement profondes et très droites. L'inconvénient de ce type de procédé réside dans le fait que la dispersion sur plaque est assez grande, et que les zones très ouvertes risquent fort de ne pas être gravées correctement. Le mécanisme de fonctionnement de cette gravure est constitué de trois réactions chimiques se produisant en même temps :

- $4 Si + 4 HBr \rightarrow SiBr_4 + 2 H_2$: réaction de gravure du Si .
- $Si + O_2 \rightarrow SiO_2$: réaction de passivation des parois de gravure par la formation de SiO_2 .
- $3 SiO_2 + 2 SF_6 \rightarrow 3 SiF_4 + 2 SO_2 + O_2$: réaction de gravure de la couche de SiO_2 de passivation.

Les réactions chimiques montrent que la gravure du Si se fait parallèlement à une alternance de passivation-dépassivation des parois, permettant de conserver les cotes initiales. Ainsi, les parois des tranchées ne présentent aucune pente, alors que le procédé permet de graver le Si en profondeur.

3.3.1.4.5 Résultats de la réalisation technologique

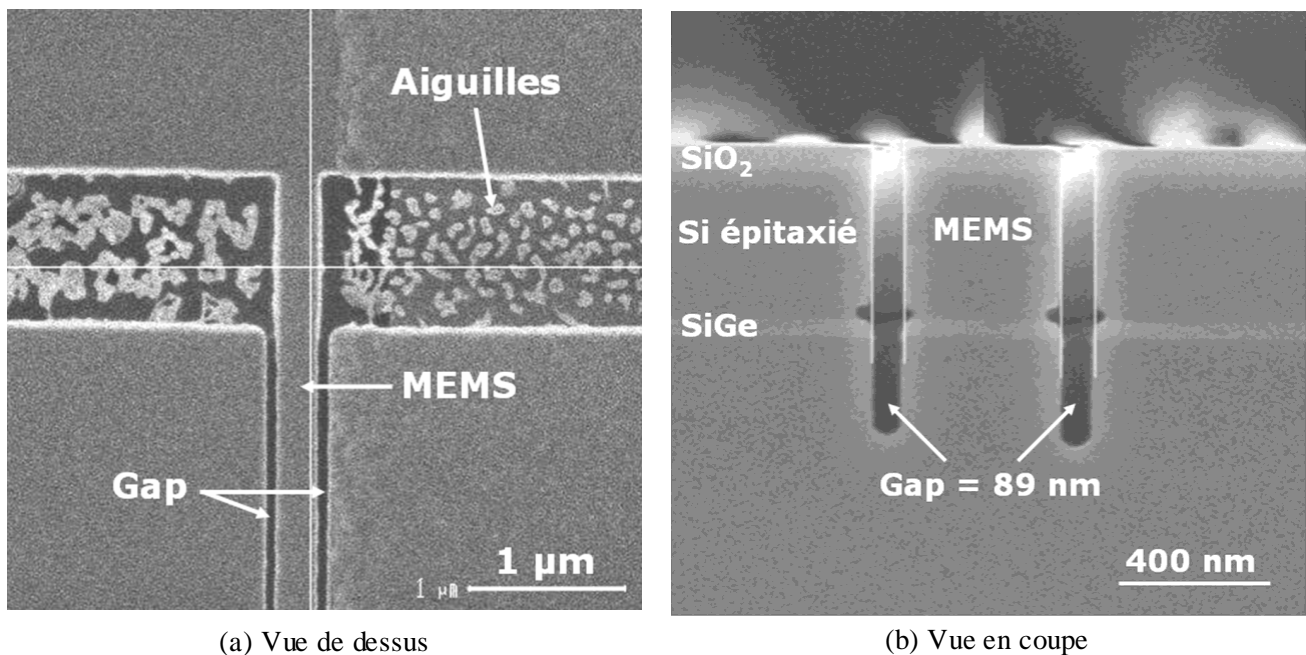


Figure 62 : Photographies MEB d'un résonateur de type poutre après gravure de l'entrefer

La Figure 62 présente deux photographies MEB d'un résonateur de type poutre bi-encastée, après la gravure de l'entrefer. La vue en coupe confirme la bonne qualité de la gravure au niveau des parois, qui sont à la fois parfaitement droites et très peu rugueuses, répondant ainsi à nos besoins. Au niveau de la taille de l'entrefer obtenu après gravure, la cote initiale sur le layout était de 80 nm . Nous avons donc perdu moins de 10 nm entre la photolithographie et la gravure.

Concernant la profondeur de gravure, nous avons prévu une sur-gravure conséquente afin d'assurer le l'ouverture sur toutes les plaques, quel que soit la zone géographique considérée. La sur-gravure dans le

substrat est quasiment identique à l'épaisseur de *Si* structurel à graver, laissant supposer un potentiel pour graver des épaisseurs plus importantes avec le même procédé. Notons une légère gravure parasite du *Si* à l'interface *Si-SiGe* due à la réflexion d'espèce réactive. Ce phénomène n'est pas problématique pour notre application.

Enfin, nous observons malheureusement des problèmes de gravure incomplète dans les zones fortement ouvertes, comme évoqué précédemment. Nous pouvons par exemple le voir sur la vue de dessus (a), montrant des aiguilles de *Si* non gravées.

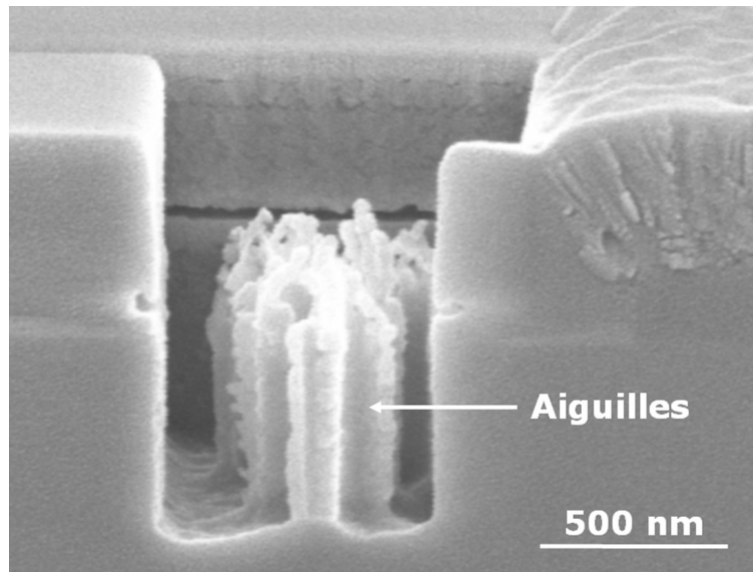


Figure 63 : Photographie MEB en perspective des aiguilles qui apparaissent dans les zones fortement ouvertes, suite à la gravure de l'entrefer

La Figure 63 présente un zoom sur les aiguilles visibles sur une photographie MEB en perspective. La présence des aiguilles n'est cependant pas gênante, car nous verrons par la suite que ces dernières vont disparaître lors du procédé de libération des structures. Ce problème justifie le fait que nous ayons besoin de faire la gravure du *Si* en deux étapes, puisque cette gravure à elle seule n'est pas très efficace dans les zones fortement ouvertes. Une amélioration du procédé reste certainement possible pour résoudre ce problème.

En conclusion, le procédé de gravure a permis de répondre parfaitement au niveau de la définition de l'entrefer, tant au niveau de la taille que de la qualité des parois. Le point négatif est que le procédé fait apparaître des aiguilles de *Si* dans les zones de forte ouverture, ne remettant toutefois pas en cause le bon fonctionnement des résonateurs, ni du transistor de détection.

3.3.1.5 Libération des résonateurs (Figure 55

d)

La gravure de l'entrefer étant effective, il faut maintenant libérer les structures résonantes, c'est-à-dire retirer par gravure la couche sacrificielle de *SiGe*, et ce, le plus sélectivement possible par rapport au *Si* structurel dopé. Etant donné que l'accès à la couche de *SiGe* se fait principalement par l'entrefer d'air et que la couche

de *SiGe* doit être gravée latéralement afin de permettre la libération, nous ne pouvons pas envisager de procédé de gravure humide ou par plasma anisotrope. En effet, dans le cas de la gravure humide, les forces de capillarité risqueraient de faire coller les structures de faible rigidité sur le substrat, les rendant inutilisables. Concernant la gravure anisotrope, il n'est pas possible de graver latéralement. Seules les gravures isotropes en phase gazeuse ou par plasma restent donc envisageables. Nous avons alors testé les deux possibilités, afin de sélectionner la plus appropriée à notre problématique.

Notons que cette étape que la gravure du *SiGe* se fait latéralement par rapport aux entrefers gravés précédemment. Cela signifie que :

- Pour une poutre dont la plus faible dimension est la dimension latérale, la longueur de libération doit être au moins égale à la moitié de la largeur de la poutre. Or, les largeurs maximales prévues pour les poutres à fabriquer sont de 400 nm , selon la conclusion du dimensionnement des résonateurs à modes de flexion dans le §2.3.9.1.
- Pour un disque ou une plaque, la longueur de libération minimale correspond à la demie largeur de la dimension latérale de la structure, qui peut atteindre $8\text{ }\mu\text{m}$, selon le bilan de l'étude de dimensionnement des résonateurs à ondes de volume §2.3.9.2.

3.3.1.5.1 Gravure plasma isotrope

La gravure est basée sur l'utilisation du procédé détaillé dans [104,105]. Cet article propose d'utiliser un plasma pour générer des espèces actives à base d'une chimie CF_4 . Les radicaux moléculaires ou espèces réactives sont générés dans une chambre à décharge plasma, puis sont conduits via un tube à plasma et un guide d'ondes vers une seconde enceinte sous vide, dans laquelle s'effectue la gravure. Comme il n'y a pas de polarisation sur la plaque, la gravure n'est liée qu'aux réactions chimiques possibles. Les auteurs démontrent que le F ionisé réagit spontanément avec le *Ge* et le *Si*. La sélectivité provient alors du fait que la liaison covalente *Si-Ge* est moins forte que la liaison *Si-Si*. L'isotropie est rendue possible car il n'y a pas de bombardement ionique, comme c'est souvent le cas des gravures sèches. De même que le *Ge* se grave plus facilement que le *Si* avec cette technique, une couche de *SiGe* se grave alors plus facilement qu'une couche de *Si*, surtout si elle contient beaucoup de *Ge*. C'est ce principe que nous utiliserons pour réaliser la gravure de notre couche sacrificielle en *SiGe*, sélectivement par rapport au *Si* structurel. Les publications montrent également qu'en jouant sur la pression (gamme $300 - 1500\text{ mT}$) dans la chambre de gravure et sur la puissance plasma (gamme $200 - 1000\text{ W}$), nous pouvons ajuster la vitesse de gravure ou encore la sélectivité. Notons dans notre cas que la pression dans la chambre est relativement élevée et que la gravure s'effectue à température ambiante.

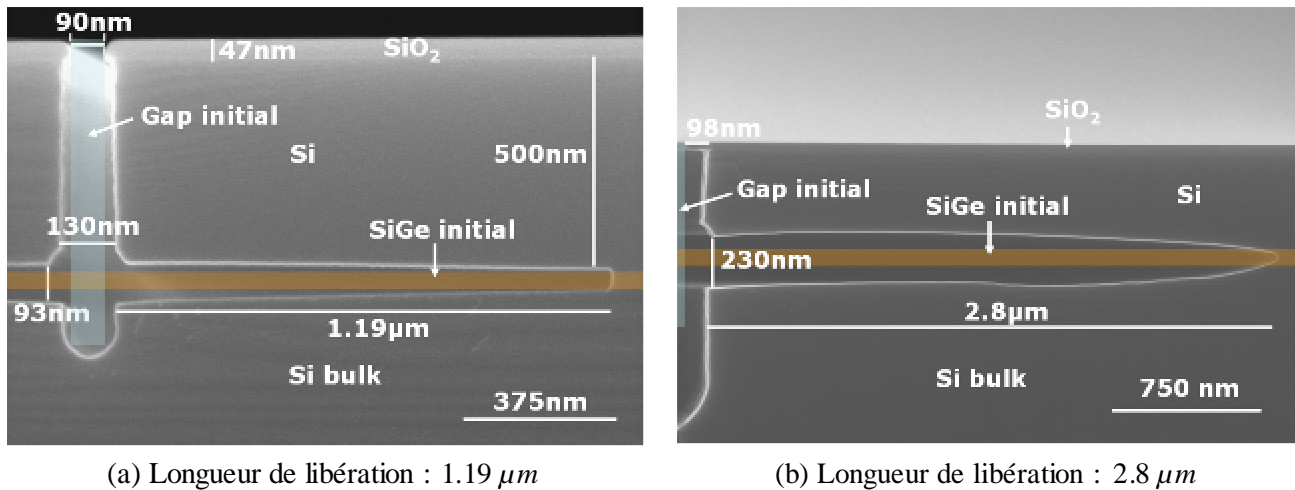


Figure 64 : Photographies MEB en coupe d'essais de libération de résonateurs par gravure plasma isotrope, permettant un retrait sélectif du *SiGe* sacrificiel par rapport au *Si* structurel

La Figure 64 présente les résultats de gravure obtenus à partir du plasma isotrope. Le masque dur en SiO_2 , ayant permis la gravure de l'entrefer, a été conservé afin de protéger la surface de la couche structurale de la gravure isotrope. La gravure a été effectuée à partir de l'entrefer d'air. Etant donné que ce type de gravure est très sélectif par rapport au SiO_2 et au GeO_2 , nous avons réalisé une désoxydation de la plaque avant de commencer la gravure en humide, avec une solution à base de HF dilué, pour s'assurer que la gravure puisse démarrer.

La Figure 64 (a) présente un premier résultat de gravure où nous pouvons constater que la longueur du tunnel libéré atteint quasiment $1.2 \mu\text{m}$. La gravure est de bonne qualité puisqu'elle ne laisse aucun résidu dans le tunnel, comme nous pouvons le constater sur la photographie. En revanche, nous observons un élargissement de l'entrefer d'air lié au fait que la sélectivité de la gravure n'est pas totale. Cet élargissement n'est pas négligeable puisque l'entrefer d'air est passé de 90 nm avant la gravure, à 130 nm après. Cela nous permet de calculer la sélectivité latérale (Figure 65) de la gravure comme étant le rapport de la longueur du tunnel libéré sur la largeur de *Si* consommée. De même, le tunnel présente une section plus grande que ce que représentait initialement l'épaisseur de la couche de *SiGe* sacrificielle. Cette expérience témoigne donc d'une consommation de *Si* sur le haut et sur le bas du tunnel, ce qui nous permet de calculer une sélectivité verticale (Figure 65) comme étant la longueur du tunnel libéré sur l'épaisseur de *Si* consommé.

La Figure 64 (b) présente la même gravure que précédemment mais avec un tunnel plus long, atteignant $2.8 \mu\text{m}$. La photographie montre que cette fois-ci, l'entrefer est très élargi : il atteint une taille de 300 nm , ce qui représente plus du triple de sa taille initiale. Quant à l'épaisseur de *Si* structurel, elle a également énormément diminué puisqu'il reste environ 410 nm de *Si* structurel, contre 500 nm initialement. Cela justifie le choix du maintien du masque dur de SiO_2 , issu de la gravure de l'entrefer, pour protéger le *Si* structurel de cette gravure. Nous constatons de plus que la section du tunnel gravé diminue en fonction de sa longueur. Nous avons même essayé de graver des tunnels plus longs. Il semble qu'à partir d'une longueur de

$3.5\ \mu\text{m}$, le tunnel ne puisse plus s'allonger. Le temps de gravure supplémentaire sert seulement à élargir la section du tunnel. Cela semble s'expliquer par le fait qu'au-delà d'une certaine longueur de libération, la probabilité pour qu'une espèce encore réactive, c'est-à-dire n'ayant pas réagi avec le *Si*, arrive au bout du tunnel pour réagir avec le *SiGe*, devient quasi nulle. Ne pouvant plus atteindre le *SiGe*, toutes les espèces réactives réagissent alors avec le *Si*. L'entrefer, ainsi que la section du tunnel, deviennent alors très larges.

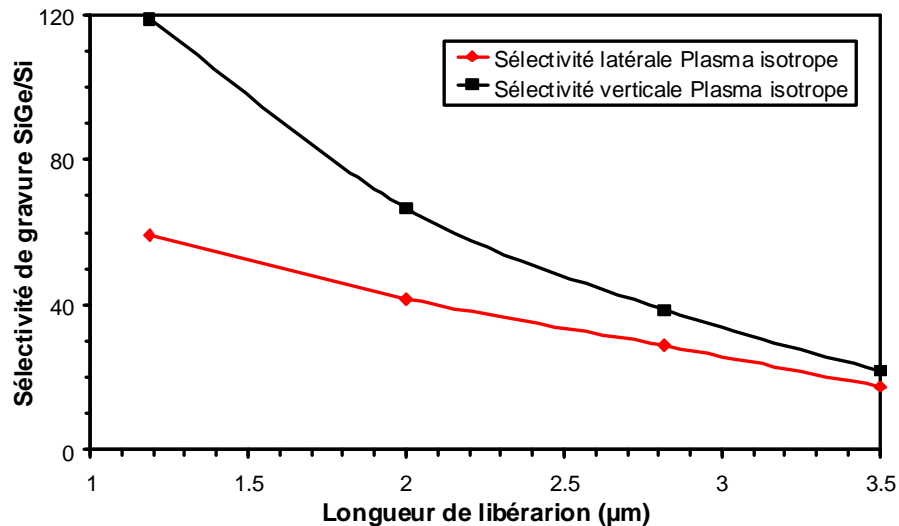


Figure 65 : Etude de la sélectivité de gravure du *SiGe* par rapport au *Si*, lors de l'étape de libération des résonateurs en gravure plasma isotrope

La Figure 65 propose une étude de la sélectivité latérale et verticale de la gravure du *SiGe* par rapport au *Si* structural. Les courbes montrent que la sélectivité verticale est globalement meilleure que la sélectivité latérale. Cela s'explique en partie par le chemin à parcourir pour atteindre les zones à graver. En effet, les espèces réactives doivent toutes traverser l'entrefer avant d'arriver au contact du *SiGe* à graver, et certaines d'entre elles réagissent avec le *Si* des parois avant d'atteindre la zone à graver. Or, comme expliqué précédemment, si nous souhaitons obtenir des tunnels très longs, les espèces réactives finissent par ne plus graver le *SiGe* au détriment du *Si*. Cela se traduit par une chute de la sélectivité en fonction de la longueur de libération, observée sur la Figure 65.

En conclusion sur cette gravure, la cote la plus importante pour nous reste la taille finale de l'entrefer. C'est en effet cette dimension qui joue le plus sur le courant de détection, comme le montre l'Équation 9. Nous ne pouvons pas nous contenter de tripler l'entrefer suite à la libération, car tous les efforts sur la définition très fine de l'entrefer en photolithographie e-beam et en gravure seraient alors inutiles. Ainsi, nous choisissons de limiter la longueur des tunnels de libération à environ $1\ \mu\text{m}$, afin de conserver un entrefer final acceptable.

Des longueurs de libération limitées à $1\ \mu\text{m}$ suffisent à la réalisation des poutres, dont la largeur maximale est de $400\ \text{nm}$. Cependant, cela ne suffit pas pour les structures à ondes de volume, pour lesquelles il faut

des longueurs de libération allant jusqu'à $8\mu m$. Cette gravure n'est donc adaptée qu'aux petites longueurs de libération.

3.3.1.5.2 Gravure sans plasma

Il est possible de réaliser une gravure sélective du *SiGe* par rapport au *Si* en utilisant une chimie à base de HCl / H_2 , comme proposé dans [102], dans un réacteur Chemical Vapor Deposition (CVD), sans avoir recours à l'assistance d'un plasma, comme c'était précédemment le cas.

La gravure du *SiGe* par le HCl est alors activée thermiquement. La réaction est d'autant plus forte que la teneur en *Ge* est élevée dans le matériau. Nous pouvons ainsi jouer à la fois sur la température et sur la pression dans la chambre, pour moduler la vitesse de gravure du *SiGe* et par conséquent celle du *Si*. Il faut ajuster la température de la chambre pour que la gravure du *SiGe* se fasse suffisamment vite, sans toutefois activer la gravure du *Si*, qui intervient à plus haute température. Le procédé fonctionne bien pour la gamme de pression 1–100 Torr et pour la gamme de température 550 – 700 °C.

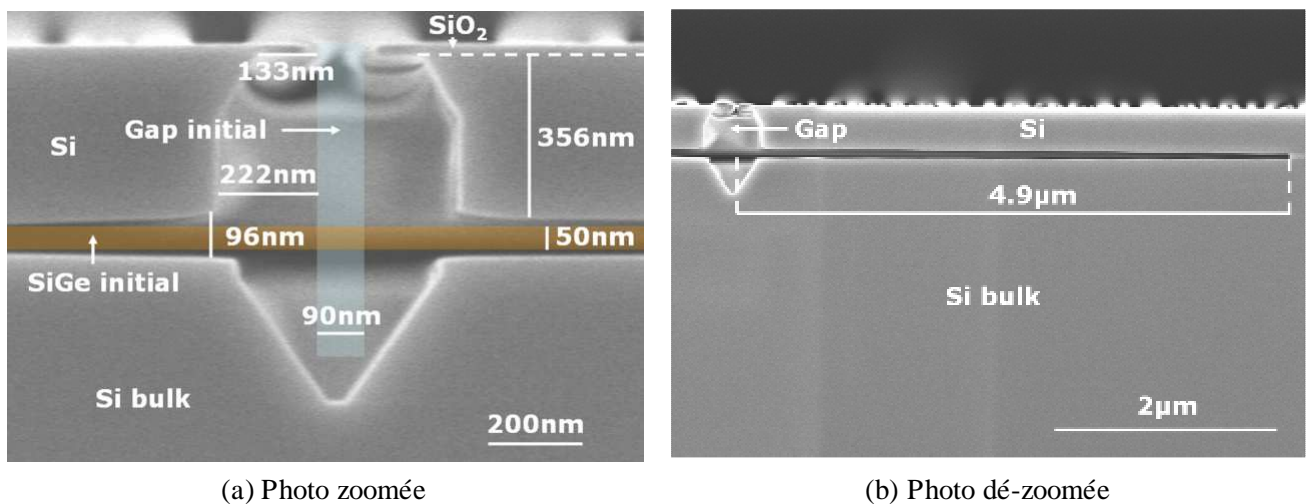


Figure 66 : Photographies MEB en coupe d'essais de libération de résonateurs par gravure sans plasma, permettant un retrait sélectif du *SiGe* sacrificiel par rapport au *Si* structurel

La Figure 66 présente le résultat d'essais de libération réalisés avec le procédé sans plasma. Nous constatons que le masque dur de SiO_2 n'est pas touché par la gravure, ce qui n'est pas le cas de l'entrefer d'air. En effet, ce dernier a énormément été élargi par la gravure du *SiGe*. La sélectivité latérale de cette gravure est de l'ordre de 22, ce qui est très insuffisant pour notre application. Cela peut s'expliquer en partie par le fait que cette gravure n'est pas parfaitement isotrope, comme c'était le cas de la gravure plasma, comme en témoignent les facettes visibles dans le *Si* de la photographie zoomant sur l'entrefer (a). La gravure opère donc différemment en fonction de la densité des plans cristallins. L'isotropie n'est que partielle, ce qui implique un entrefer très élargi après gravure. En revanche, la photographie (b) révèle que cette gravure présente un potentiel bien plus important en termes de longueur de tunnel qu'elle permet de creuser : le

tunnel gravé atteint quasiment $5\text{ }\mu\text{m}$ de long ; le maximum que nous avons testé étant d'environ $8\text{ }\mu\text{m}$. Rappelons que le maximum possible avec la gravure plasma était de l'ordre de $3.5\text{ }\mu\text{m}$. Cette gravure permet donc de libérer les plus grands résonateurs à ondes de volume de l'étude ($16\text{ }\mu\text{m}$ de taille).

En conclusion, la gravure sans plasma est bien adaptée aux grandes longueurs de libération, par contre elle élargie considérablement l'entrefer d'air, ce qui la rend incompatible avec notre problématique. Il faudrait alors envisager le dépôt d'une couche de protection des parois de l'entrefer avant de réaliser la gravure, pour permettre de libérer les grandes structures, tout en conservant parfaitement la taille initiale de l'entrefer.

3.3.1.5.3 Bilan sur la libération

Nous venons de tester deux techniques de libération présentant chacune des avantages et des inconvénients propres. Compte tenu de notre problématique, seule la gravure plasma nous permet de ne pas trop élargir l'entrefer, mais seulement pour des faibles longueurs de libération. Nous avons alors préféré utiliser dans un premier temps cette gravure plutôt que d'envisager une protection des parois de l'entrefer avec la gravure sans plasma, cette solution nécessitant des développements technologiques supplémentaires. Afin d'arriver à libérer les structures de taille supérieure à $2\text{ }\mu\text{m}$, nous avons alors réalisé des trous de libération dans les résonateurs, espacés d'un minimum de $2\text{ }\mu\text{m}$ chacun. Le but est de permettre la libération de toutes les structures réalisées avec une longueur de libération fixée à $1\text{ }\mu\text{m}$ au maximum.

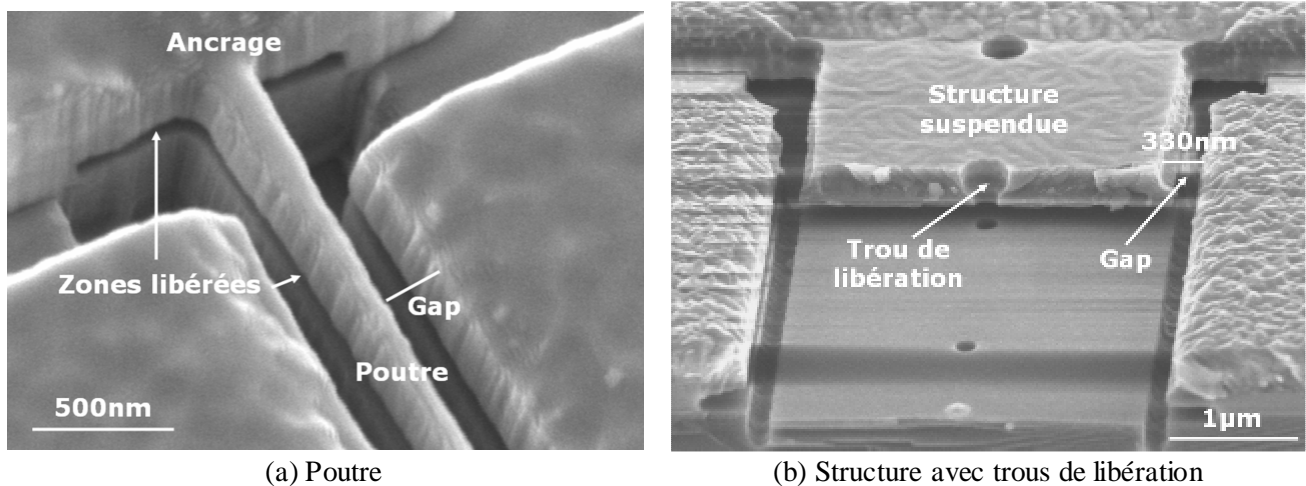


Figure 67 : Photographies MEB en perspective d'une poutre bi-encastrée et d'une structure de grande taille présentant des trous de libération

La Figure 67 présente les photographies de quelques structures après la libération. La photo de gauche (a) zoome sur l'ancrage d'une poutre bi-encastrée. Nous discernons des zones d'ombre sous la poutre montrant qu'elle est bien libérée. Quant à l'entrefer d'air, il est élargi comme prévu sur les essais, de 90 à 130 nm sur la photo (a). Nous avons partagé les plaques en différentes longueurs de libération, afin de limiter l'élargissement inutile de l'entrefer lié à une libération de $1\text{ }\mu\text{m}$. Par exemple, sur les poutres ne nécessitant

pas de libération supérieure à 400 nm, nous avons réduit la longueur de libération à un peu plus de 200 nm seulement.

Notons que les aiguilles de Si liées à la gravure de l'entrefer (Figure 63) ont effectivement disparu dans les grandes zones fortement ouvertes suite à cette étape de gravure, comme nous pouvons le voir sur les deux photographies présentées.

La photographie de droite (b) montre une vue en perspective d'une structure de test suspendue après libération. Le trou de libération visible sur la photographie a bien ouvert l'accès au SiGe pour les espèces réactives. Par contre, nous avons constaté que la gravure à partir de l'entrefer présente une cinétique quasiment deux fois supérieure à celle d'une gravure à partir d'un trou d'un diamètre de l'ordre de 100 à 150 nm. Nous expliquons cet écart par le fait que l'accès par le trou est plus difficile que l'accès par l'entrefer. La conséquence qui en découle est que l'entrefer final des grandes structures (taille supérieure à 2 µm) ne pourra pas être maintenu à 100 nm, comme prévu initialement, mais plutôt autour de 200 à 300 nm, ce qui réduit considérablement les chances de mesure d'un signal sur les structures à ondes de volume. Nous pourrions ultérieurement envisager (§3.3.3) de mettre en place la protection des parois dans ce cas, bien qu'elle ait initialement été prévue pour la gravure sans plasma.

3.3.1.6 Recuits de diffusion et d'activation

Nous avons pris la précaution de graver le masque dur (SiO_2) ayant servi à la réalisation de l'entrefer et à la libération en gravure sèche, avant de réaliser les recuits. En effet, si nous avions laissé cette couche, nous aurions eu un empilement bicouche suspendu ($Si = 400\text{ nm}$ et $SiO_2 = 100\text{ nm}$), susceptible de générer de fortes contraintes lors des recuits et détériorer les résonateurs de faible rigidité. Nous avons donc préféré retirer le masque dur avant de réaliser les recuits pour plus de sécurité.

Dans le §3.3.1.2, nous avons simulé l'étape d'implantation et ses recuits associés afin d'assurer le dopage des zones de source, drain et grille du résonateur à détection MOS. Les simulations comprenaient des étapes de recuit, de diffusion et d'activation des dopants. Or, nous n'avons pas encore réalisé de recuit depuis les implantations car, comme évoqué précédemment, compte tenu des forts risques d'implantation accidentelle du canal lors des recuits par diffusion des dopants de la grille vers le canal, nous avons préféré ne réaliser les recuits qu'après avoir séparé physiquement les deux éléments par la gravure de l'entrefer.

Les recuits mis en œuvre sont les suivants :

- Recuit de diffusion des dopants : 700°C sous atmosphère oxydante pendant deux heures. Ce recuit a pour but de faire diffuser les dopants en profondeur dans la couche de Si, mais aussi latéralement. En effet, ayant surdimensionné le masque de protection de l'entrefer, celui-ci chevauche sur la grille (Figure 59). Cette dernière n'a donc pas été dopée sur le bord en regard avec le canal. La diffusion doit permettre d'augmenter le niveau de dopage dans cette zone. Le début du recuit a été effectué en atmosphère oxydante afin de générer un SiO_2 de l'ordre de 1 nm en surface du Si. Le but de sa présence est de

limiter la désorption des dopants à l'interface $Si - Air$. Cette astuce permet d'éviter de polluer les zones faiblement dopées par l'adsorption d'atomes dopants, et d'abaisser le niveau de dopage après implantation à cause de la perte d'atomes dopants.

- Recuit d'activation : $1100^{\circ}C$ pendant trente secondes. Le but est d'activer les dopants après les avoir fait diffuser dans le Si .

Notons que cette étape de recuit n'a été réalisée que sur les résonateurs à détection par transistor MOS, ceux à détection capacitive ayant déjà été fortement dopés in-situ lors de l'épithaxie du Si structurel.

3.3.1.7 Protection des résonateurs (Figure 55 e)

Après avoir libéré les résonateurs, il faut éviter au maximum les procédés nécessitant des étapes humides. D'une part, les forces de capillarité sont susceptibles de faire coller les structures de faible rigidité sur le substrat, et d'autre part, des restes de liquide peuvent être emprisonnés dans l'entrefer du résonateur ou sous ce dernier. Or, nous avons besoin de réaliser des lignes métalliques afin de pouvoir caractériser les résonateurs sous pointes. Cela implique le recours à de nouvelles étapes de photolithographie, dépôts et gravures, dont certaines sont prévues en humide. Afin de s'affranchir du problème, nous proposons de réaliser un dépôt de SiO_2 que nous qualifions de non-conforme. Cette couche a pour but de protéger l'entrefer des résonateurs, ainsi que ces derniers, jusqu'à la fin de la réalisation technologique, tout en ne rebouchant pas l'entrefer. Il serait en effet dommage de reboucher l'entrefer que nous avons précédemment gravé avec grande précaution, et de devoir refaire une seconde libération des structures en fin de réalisation.

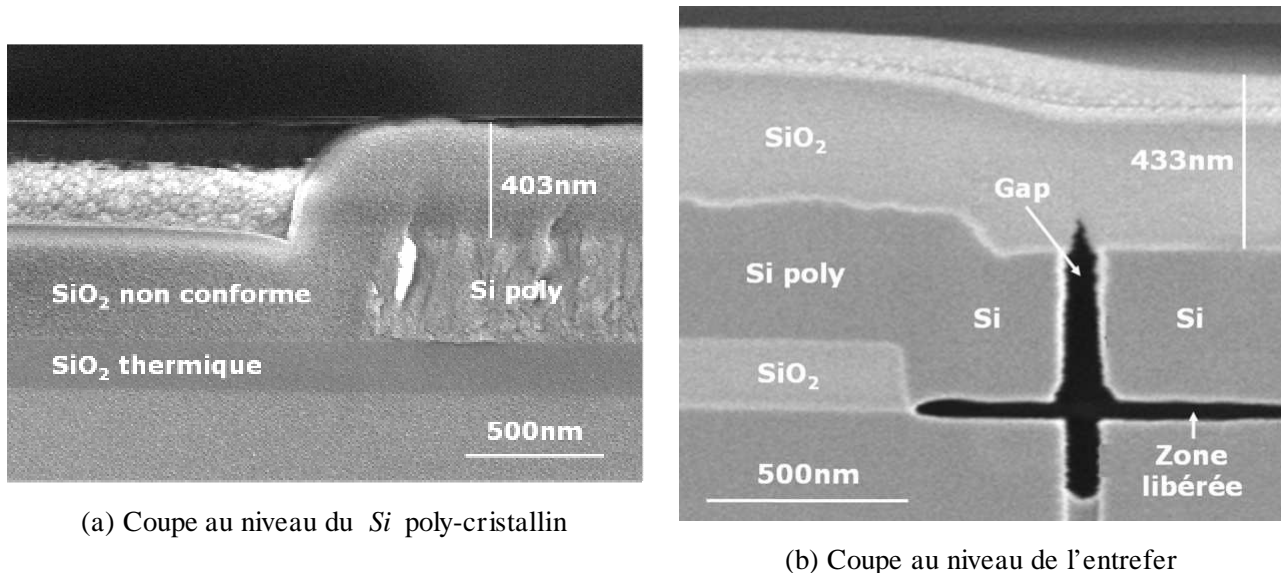


Figure 68 : Photographies des plaques après dépôt non-conforme permettant la protection de l'entrefer pour la réalisation de la métallisation

La Figure 68 présente les résultats du dépôt non-conforme de protection des résonateurs. Ce dépôt a été réalisé à base d'une chimie SiH_4 dans un réacteur PECVD à $400^{\circ}C$, sous une pression de 4Torr. La

particularité qui permet à ce dépôt d'être non-conforme, est la vitesse de dépôt très élevée, de l'ordre de $1.5 \mu\text{m}/\text{min}$. Cette cinétique élevée permet d'obtenir une vitesse de dépôt latéral quasiment égale à la moitié de la vitesse de dépôt vertical. Cela permet ainsi de déposer le matériau sans que celui-ci n'ait le temps de rentrer dans l'entrefer. La Figure 68 (b) confirme que l'entrefer n'a pas été bouché par le dépôt, alors que le résonateur est parfaitement protégé des futures étapes technologiques, grâce aux 400 nm de SiO_2 déposés à la surface de ce dernier.

La Figure 68 (a) présente une photographie du dépôt non-conforme lors du passage de marche au niveau du Si monocristallin, situé en bordure des électrodes. Nous redoutions d'observer la présence de plissement du fait que le dépôt soit non-conforme, car ce pli aurait pu laisser la place à l'insertion du métal, que nous aurions eu du mal à retirer en fin de procédé. Nous avons évité ce problème en réalisant une pente lors de la gravure du Si poly-cristallin (Figure 60), facilitant ainsi le dépôt du SiO_2 non-conforme.

Le choix de l'épaisseur du dépôt non-conforme est le résultat d'un compromis entre :

- Une couche moins épaisse impliquant des risques que l'entrefer ne soit pas parfaitement recouvert par endroits.
- Une couche plus épaisse, par exemple $1 \mu\text{m}$, qui aurait été d'autant plus avantageuse qu'elle aurait amélioré l'isolation des lignes d'accès métalliques par rapport au substrat. Néanmoins, une forte épaisseur implique également une gravure plus difficile de cette couche au dessus des résonateurs en fin de procédé.

Ainsi, nous avons limité l'épaisseur de la couche de SiO_2 non-conforme à 500 nm . Etant donné les épaisseurs des résines disponibles en front-end souvent inférieures à $1 \mu\text{m}$, nous avons préféré limiter l'épaisseur au stricte nécessaire pour ne pas compliquer la suite de la technologie. Nous verrons par la suite qu'une même résine servira à la fois à graver le métal faisant 440 nm d'épaisseur, et le SiO_2 non-conforme.

3.3.1.8 Réalisation de la métallisation (Figure 55 f)

3.3.1.8.1 Réalisation des contacts

Après avoir protégé les résonateurs par un SiO_2 de 400 nm d'épaisseur, nous pouvons réaliser les contacts, en faisant une photolithographie permettant de graver le SiO_2 et de s'arrêter sur le Si poly-cristallin composant les électrodes du résonateur. Cette gravure a été réalisée à l'aide d'un plasma à base de $\text{C}_4\text{F}_8 / \text{O}_2 / \text{Ar}$ (recette identique à celle développée pour la gravure de la zone active). Nous avons légèrement sur-gravé afin d'assurer que les contacts soient bien ouverts sur le Si poly-cristallin.

3.3.1.8.2 Siliciuration

Une fois les contacts réalisés, nous avons choisi de faire une siliciuration du *Si* poly-cristallin. Le but est d'une part, de s'assurer que nous ne formerons pas une diode entre le *Si* poly-cristallin et le métal, et d'autre part, que nous obtiendrons des résistances de contact de faibles valeurs, permettant d'accéder aisément au résonateur. Nous avons opté pour une siliciuration de type *NiSi*, disponible dans le parc d'équipements auquel nous avons accès. Cette siliciuration présente l'avantage d'être réalisée à relativement basse température, autour de 450°C , ce qui évite d'ajouter un budget thermique trop conséquent à nos structures, ayant déjà subi des recuits de diffusion. Enfin, la siliciuration *NiSi* est compatible avec le dépôt d'*AlCu*, métal sélectionné pour la réalisation des lignes électriques allant des contacts aux plots de connexion des pointes.

Le procédé de réalisation de la siliciuration est le suivant :

- Dépôt de *Ni* 15 nm suivi d'un recuit à 300°C pendant 60 secondes permettant l'incorporation du *Ni* dans le *Si* du contact.
- Retrait sélectif du *Ni* en humide. Cela signifie que le *Ni* est gravé partout sur le SiO_2 non-conforme, alors qu'il n'est pas gravé sur le *Si* au niveau des contacts. La sélectivité est liée au fait que le *Ni* des contacts a été incorporé en partie dans le *Si*, ce qui le protège de la gravure humide.
- Recuit de diffusion du *Ni* dans le *Si* à 450°C pendant 60 secondes pour terminer la siliciuration. Au final, la couche de *NiSi* formée a une épaisseur de l'ordre de 30 nm, assurant de ce fait l'interface entre le *Si* et le métal, que nous allons déposer par la suite.

3.3.1.8.3 Dépôt des couches de métal

Compte tenu des perspectives d'intégration des composants, nous avons souhaité utiliser un métal compatible front-end pour réaliser les lignes de connexion. Dans le cas d'une co-intégration, nous aurions pu utiliser les couches d'interconnexion pour prendre les contacts sur les résonateurs. Pour ce premier démonstrateur, il est nécessaire de créer des lignes métalliques entre le contact des électrodes, que nous venons de définir, et des plots sur lesquels nous contacterons des pointes pour faire fonctionner les résonateurs.

Nous avons choisi de faire la métallisation à partir d'*AlCu* à 1% de *Cu*. L'épaisseur choisie pour le métal est de l'ordre de 440 nm, ce qui correspond à un compromis entre :

- Une faible épaisseur, pour laquelle il y a un risque que le métal soit très fin, voire discontinu, lors du passage de la marche à cause de la gravure du contact faisant 400 nm, ou encore à la marche au niveau du *Si* poly-cristallin (Figure 68). Notons qu'une faible épaisseur de métal génère également des

résistances de ligne plus élevées, risquant de perturber les mesures électriques, et peut ne pas être suffisante pour assurer la pose des pointes de mesure dans de bonnes conditions.

- Une forte épaisseur pour laquelle nous aurons du mal à retirer graver le métal autour des lignes d'accès et sur le résonateur. Cela est lié aux faibles épaisseurs de résine disponibles en front-end. De plus, la résine permettant de graver le métal doit aussi résister à la gravure du SiO_2 non-conforme, réalisée dans la foulée. Cela fait donc environ $1\mu m$ à graver avec la même résine faisant 820 nm d'épaisseur.

Le dépôt des 440 nm d' $AlCu$ a été précédé d'un dépôt de 60 nm de Ti . Cette couche sert d'accroche entre le $NiSi$ et l' $AlCu$, mais résout surtout le problème lié au fait que l' $AlCu$ adhère mal sur le SiO_2 . Enfin, le Ti sert de barrière à la diffusion du métal. Après avoir déposé le Ti , nous avons déposé l' $AlCu$ avec une épaisseur fixée à 440 nm .

3.3.1.8.4 Photolithographie du niveau métal

Nous avons réalisé la dernière photolithographie consistant à retirer le métal ainsi que le SiO_2 non-conforme partout, sauf sur les lignes d'accès aux résonateurs. Pour faire cette photolithographie, nous avons préalablement prévu un niveau de dégagement des marques de photolithographie des niveaux précédents, car le dépôt de l' $AlCu$ compromet leur lecture.

3.3.1.8.5 Gravure du métal

Nous avons effectué cette gravure à l'aide d'un plasma à base de Cl_2 / BCl_3 à faible polarisation, afin de favoriser la gravure chimique au détriment du bombardement ionique. Le but est d'assurer une gravure totale en bordure de motifs, afin d'éviter de laisser un cordon de métal non gravé, susceptible de court-circuiter les deux électrodes. Nous avons également prévu une sur-gravure conséquente, afin d'assurer le retrait total du métal.

3.3.1.8.6 Gravure de l'oxyde de silicium non-conforme

Nous avons terminé le procédé de fabrication par le retrait du SiO_2 non-conforme, dans les zones où il n'a maintenant plus d'utilité, par exemple sur le résonateur. Pour cela, nous n'avons pas utilisé de gravure humide, toujours pour éviter les forces de capillarité pouvant coller les résonateurs. Nous avons alors utilisé une gravure sèche par plasma et sur-gravé légèrement afin d'assurer le bon retrait du SiO_2 non-conforme sur toute la surface du résonateur. Pour finir, nous avons retiré la résine restante par un plasma d' O_2 . Enfin, nous avons supprimé l'étape humide généralement nécessaire au retrait total des polymères.

3.3.1.8.7 Recuit final

Nous avons terminé le procédé de fabrication par un recuit à 425°C pendant 30 minutes sous N_2H_2 afin d'assurer :

- La stabilisation des interfaces, en particulier au niveau du canal du transistor, ce qui limite grandement les phénomènes de piégeage et dé-piégeage des charges lors du fonctionnement.
- La stabilisation de la surface du résonateur, évoquée dans le § 1.3.4.4, qui permet d'améliorer le facteur de qualité lié aux pertes de surface, suite à un recuit sous H_2 .

3.3.1.8.8 Bilan sur la réalisation des contacts

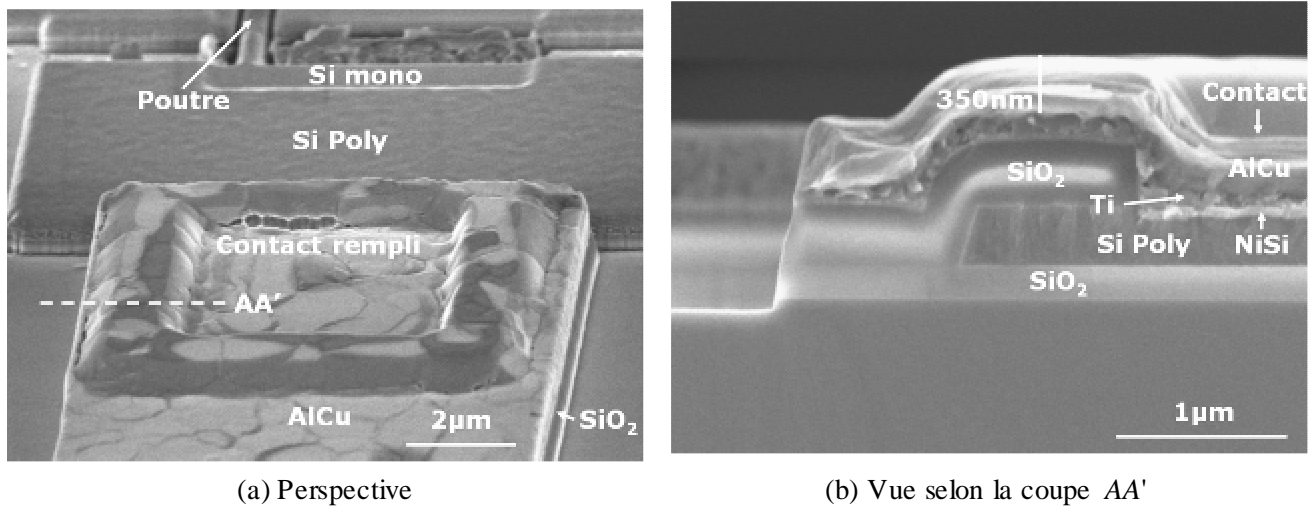


Figure 69 : Photographies MEB en perspective et en coupe d'un contact dans le *Si* poly-cristallin, après avoir terminé le procédé de fabrication des résonateurs

La Figure 69 présente l'état des contacts réalisés selon les procédés décrits précédemment. Nous constatons sur les photographies que l'épaisseur de métal est suffisante pour obtenir bonne continuité, avec une épaisseur restante correcte lors des passages des marches de *Si* poly-cristallin et des contacts. Sur la photographie en coupe, nous observons la siliciuration *NiSi*, ainsi que la bonne qualité des interfaces *NiSi* – *Ti*, *Ti* – *AlCu* et *SiO2* – *Ti*. Cela laisse donc présumer une bonne conduction électrique des lignes métalliques aux électrodes en *Si* poly-cristallin. Concernant le retrait du métal ainsi que du *SiO2* non-conforme réalisé en fin de procédé, les photographies montrent un parfait retrait des deux couches. Sur la photographie la Figure 69 (a), nous n'observons aucun reste de l'une des couches hors de la ligne métallique. Sur la Figure 69 (b), nous constatons sur la gauche qu'il ne reste ni métal ni *SiO2*, et que nous avons même légèrement gravé le *Si* bulk de quelques nanomètres.

3.3.1.9 Résonateurs terminés

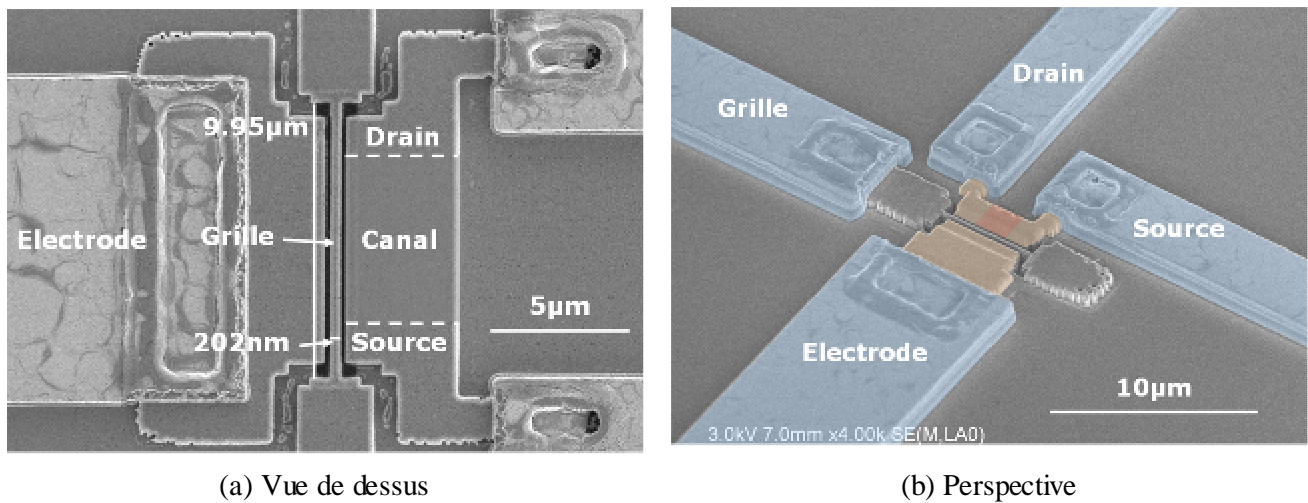


Figure 70 : Photographies de deux exemples de poutres à détection MOS terminées

La Figure 70 présente deux photographies, en vue de dessus et en perspective, d'un résonateur de type poutre bi-encastrée à détection par transistor MOS. Nous pouvons voir sur la Figure 70 (a), que la poutre résonante et les entrefers sont définis très proprement. L'entrefer final est de l'ordre de 100 nm car nous avons limité le procédé de gravure du *SiGe* à la stricte libération des structures de faible dimension latérale. La reprise des contacts semble également fonctionnelle ; nous observons juste quelques cassures lors des passages de marche du métal pour prendre le contact sur les différentes électrodes. Sur la photographie de la Figure 70 (b), nous observons les lignes de métal autour du résonateur menant aux plots de contact, pour le test sous pointes (non visibles sur la photo). Nous notons quelques imperfections qui se manifestent sous forme de petits trous en bordure du *Si* poly-cristallin sur les deux photos. Cela s'explique par le fait que la résine e-beam était plus fine sur les bords des motifs en *Si* poly-cristallin, du fait de la présence de la marche de 400 nm . Ainsi, lors de la gravure de l'entrefer, la résine a été percée par endroits, générant ainsi les imperfections. Cela n'ayant aucune conséquence sur le bon fonctionnement des résonateurs, nous n'avons pas cherché à résoudre le problème pour cette première réalisation. Enfin, nous observons quelques résidus dans les zones séparant les électrodes des ancrages. Nous n'avons pas réussi à connaître leur nature, puisque ces résidus sont apparus en toute fin de procédé. Nous n'avons pas approfondi ce problème car il ne génère aucune conséquence sur le bon fonctionnement des résonateurs.

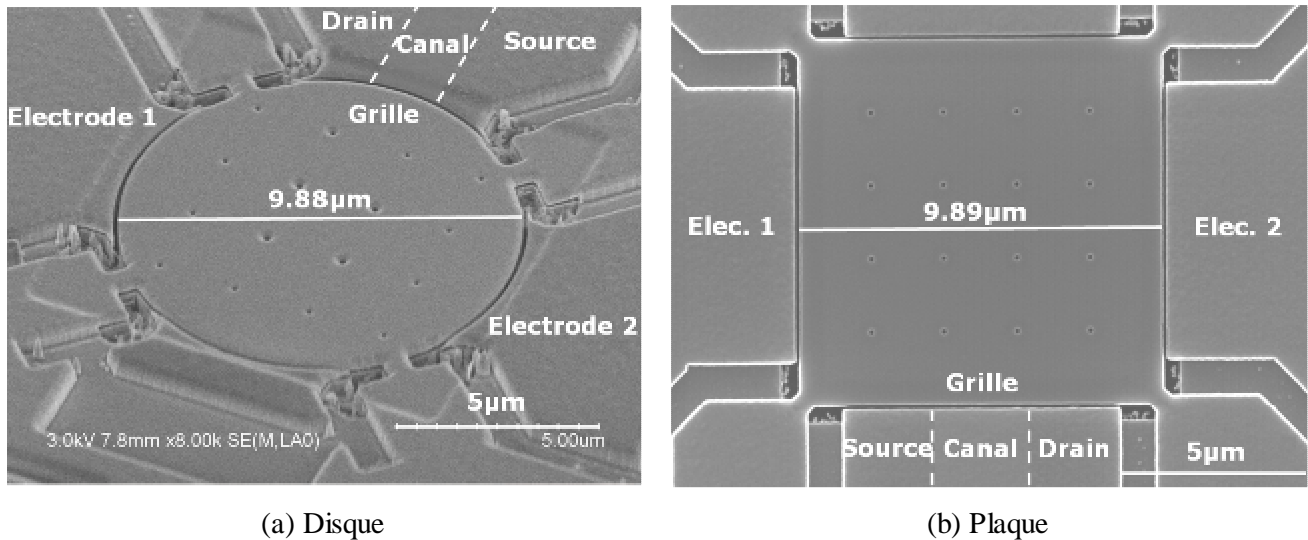


Figure 71 : Photographies d'un disque (mode elliptique) et d'une plaque (mode de Lamé) à détection MOS comprenant deux électrodes d'excitation symétriques et un transistor de détection

La Figure 71 présente deux photographies d'un disque à mode elliptique et d'une plaque à mode de Lamé, réalisés sur les mêmes plaques que les poutres exposées précédemment. Nous observons sur les photos que le disque présente un diamètre de l'ordre de $10\ \mu m$ et la plaque un côté de même dimension. L'actionnement des résonateurs peut se faire par le biais de deux électrodes. La détection se fait par le transistor prévu à cet effet. Nous pouvons discerner les mêmes résidus que pour les poutres entre les électrodes et les ancrages. Cela ne gêne pas non plus le bon fonctionnement des dispositifs. Nous pouvons observer les trous de libération que nous avons ajoutés dans les structures à ondes de volume, espacés de $2\ \mu m$ les uns des autres, afin de permettre la libération totale des structures. L'entrefer final est très élargi par rapport à l'entrefer initial, du fait de la longueur de libération que nous avons du réaliser (cf. explication dans le 3.3.1.5). Nous avons mesuré l'entrefer à près de $300\ nm$, contre $100\ nm$ initialement. Cela rend les dispositifs à ondes de volume très difficiles à caractériser, car la grande taille de l'entrefer pénalise énormément la détection.

3.3.2 Bilan de la technologie

3.3.2.1 Etude des variations technologiques

Cette section a pour but d'étudier les variations et la précision de nos procédés de fabrication. Pour cela, nous avons mesuré et estimé les variations technologiques, étape par étape, grâce à une multitude de mesures réalisées en ligne lors de la fabrication des résonateurs. Voici ci-dessous point par point les variations technologiques des étapes les plus importantes :

- Dépôt de SiO_2 thermique : épaisseur de $200\text{ nm} \pm 5$ par rapport à une consigne fixée à $200\text{ nm} \pm 2.5\%$. Les mesures sont parfaitement dans les gammes attendues au niveau de la consigne.
- Taille de la zone active : cotes maîtrisées à -100 nm sur grands motifs ($10\text{ }\mu\text{m}$). La pente de gravure est estimée à 6° par rapport à la verticale. Les dimensions réelles sont légèrement plus faibles que ce que nous attendions, mais cela reste tout à fait raisonnable et n'engendre pas de conséquences négatives, étant donné que nous avons légèrement surdimensionné ces cotes en prévision de ce phénomène.
- Epitaxie de $SiGe$: épaisseur moyenne de $50\text{ nm} \pm 3$ par rapport à une consigne fixée à $50\text{ nm} \pm 5$. Au niveau du pourcentage de Ge , nous avons mesuré sa composition réelle à environ 27% , ce qui reste raisonnable par rapport à la consigne fixée à 30% .
- Epitaxie de Si : épaisseur moyenne de $400\text{ nm} \pm 15$ par rapport à l'épaisseur de 400 nm visée. Au niveau du dopage du Si , nous avons mesuré au SIMS les valeurs avec $1.17.10^{15}\text{ at.cm}^{-3}$ pour le canal du transistor pour une consigne de $10^{15}\text{ at.cm}^{-3}$, et en moyenne $6.7.10^{19}\text{ at.cm}^{-3}$ pour le lot à détection capacitive, par rapport à une consigne de $5.10^{19}\text{ at.cm}^{-3}$. Le dopage a donc été très proche du niveau de consigne.
- Séparation Si_{poly} / Si_{mono} : pente de 30° par rapport à la verticale (cf. Figure 56). Cette pente est régulière sur tous les dispositifs et doit être prise en compte dans le dimensionnement des résonateurs.
- Niveau « degrosse » : mesure à 550 nm sur le dessus et 750 nm en bas pour une ligne initialement de 500 nm de largeur. Cela témoigne du fait que la cote de la dimension finale est supérieure à la dimension initiale et de la présence souhaitée d'une pente de gravure de 15° par rapport la verticale (Figure 60).
- Niveau entrefer (photolithographie + gravure) : mesure à $80\text{ nm} \pm 7$ par rapport à une consigne de $80\text{ nm} \pm 8\%$ fixée par le photolithographie e-beam. L'élargissement de l'entrefer lié à la gravure plus la libération, a été estimé en moyenne à 2 nm par bord d'élargissement pour 100 nm de libération. L'effet

de la libération et des variations de la photo-litho-gravure peuvent s'ajouter ou se retrancher selon les cas.

Les variations de taille des résonateurs liées à la gravure de l'entrefer et la libération sont conséquentes, puisqu'elles représentent près de 10% de la taille de l'entrefer. Pour des structures telles que les poutres ayant une largeur faible de l'ordre de 200 nm, l'impact de l'imprécision sur la définition de l'entrefer et de son élargissement, peut représenter une variation non négligeable de la largeur finale de la structure.

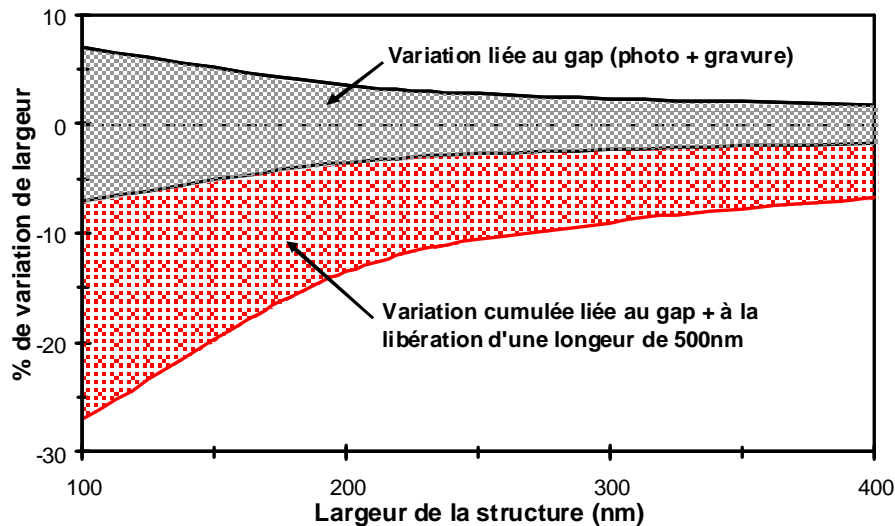


Figure 72 : Effet de la variation de la dimension latérale d'un résonateur en %, liée aux effets de la définition, de la gravure et de la libération des structures

La Figure 72 propose une étude de l'impact des imprécisions sur la définition de l'entrefer (photo-litho-gravure), ainsi que de l'élargissement de l'entrefer lors de la libération, sur la taille finale des résonateurs. Nous constatons que plus le résonateur est petit (comme ce peut être le cas pour les poutres) et plus l'imprécision sur la définition de l'entrefer et l'effet d'élargissement lié à la libération, se font sentir. Par exemple, pour une structure de 200 nm de large sur le layout, le pourcentage de variation de largeur est de 8%. Cela signifie que les dimensions finales de la poutre seront comprises entre 184 et 216 nm après gravure, et entre 174 et 216 nm après libération. Ces écarts peuvent avoir des conséquences non négligeables sur les fréquences de résonance. Par exemple, pour une poutre bi-encastree de 10 μm de longueur, la fréquence de résonance (calculée selon l'Équation 29) passe de 15.23 MHz pour une poutre de 174 nm de large, à 21.16 MHz pour une largeur de 216 nm. Cet écart représente jusqu'à près de 21% de différence par rapport à la fréquence de résonance initiale de 17.51 MHz, pour une poutre de 200 nm de large.

Notons que plus la largeur des poutres augmente, moins l'impact des variations des procédés est important, comme le montre la Figure 72. Ce phénomène est donc bien moins présent sur les résonateurs à ondes de

volume que sur ceux à modes de flexion, leur conférant un net avantage du point de vue de la précision d'adressage de la fréquence.

En conclusion, cet écart est pour l'instant trop important pour l'application visée d'oscillateur de référence. Nous pouvons imaginer le diminuer considérablement par la suite en utilisant des règles de dessin concernant la réduction systématique de la taille initiale générée par la libération, ainsi qu'en améliorant la précision de la photolithographie et de la gravure de l'entrefer.

3.3.2.2 Points faibles

Nous proposons de faire la synthèse des points faibles du procédé de réalisation technologique développé dans le §3.3.1. La caractérisation systématique des étapes en cours de procédé nous a permis d'analyser l'empilement en détail tout le long de la fabrication, et ainsi d'identifier différents points faibles. Le tableau suivant récapitule les problèmes rencontrés, ainsi que les solutions que nous préconisons.

Point faible	Solution préconisée
Couplage ou collage possible résonateur/substrat	Augmentation de l'épaisseur de SiGe
Sélectivité insuffisante de la gravure <i>SiGe</i> / <i>Si</i>	Protection du <i>Si</i> avant la gravure du <i>SiGe</i>
Longueurs de tunnel libéré insuffisantes	Amélioration de la gravure <i>SiGe</i> sans plasma, couplée à une protection du <i>Si</i> avant la gravure <i>SiGe</i>
Topologie induite par le niveau degrosse problématique pour la tenue de la résine du niveau e-beam	Amélioration de la gravure de l'entrefer dans les zones de grande ouverture pour permettre la réalisation du niveau degrosse plus de l'entrefer en e-beam en une seule fois (Photolithographie hybride)
Exploitation partielle de la gravure de l'entrefer ($1\mu m$ de gravure possible, gravure utilisée que sur 400 nm)	Epitaxie et gravure sur $1\mu m$ de <i>Si</i>
Pas de packaging prévu dans cet empilement	Réalisation d'un packaging front-end pour le résonateur
Réalisation de entrefers très fins délicate ($< 50\text{ nm}$)	Réalisation d'un entrefer par épitaxie latérale

Tableau 9 : Bilan des points faibles de la technologie et pistes d'amélioration

Le Tableau 9 fait le bilan des points faibles de la réalisation technologique et propose des pistes d'amélioration pour chaque point faible recensé. Le §3.3.3 proposera l'étude technologique de quelques solutions d'amélioration possibles.

3.3.3 Optimisation de la technologie

Nous avons relevé les points faibles de la technologie SON pour les résonateurs présentés dans le Tableau 9, et nous avons évoqué des pistes d'amélioration possibles. Nous proposons d'en tester quelques unes ci-dessous, dont l'augmentation possible de l'épaisseur des résonateurs, la protection de l'entrefer lors de la libération des résonateurs, ou encore une méthode permettant de réduire la taille de l'entrefer.

3.3.3.1 Augmentation de l'épaisseur des résonateurs

Le procédé de gravure de l'entrefer développé pour la réalisation technologique (§3.3.1.4), a montré un potentiel de gravure supérieur à la limite que nous nous étions fixée de 400 nm d'épaisseur, comme nous avons pu le voir sur la photographie de la Figure 62 (b). Ainsi, nous avons réalisé le début du procédé de fabrication des résonateurs sur des plaques test, avec une épitaxie de *SiGe* de 70 nm (plutôt que 50 nm). Cela permet d'augmenter la distance résonateur-substrat, et de limiter les problèmes de collage et de couplage électrique. Nous avons enchainé avec une épitaxie de *Si* de 1.33 μm et le dépôt d'un masque dur en *SiO₂* de 200 nm. Nous avons alors réalisé la gravure de l'entrefer après avoir fait une photolithographie e-beam pour définir les motifs.

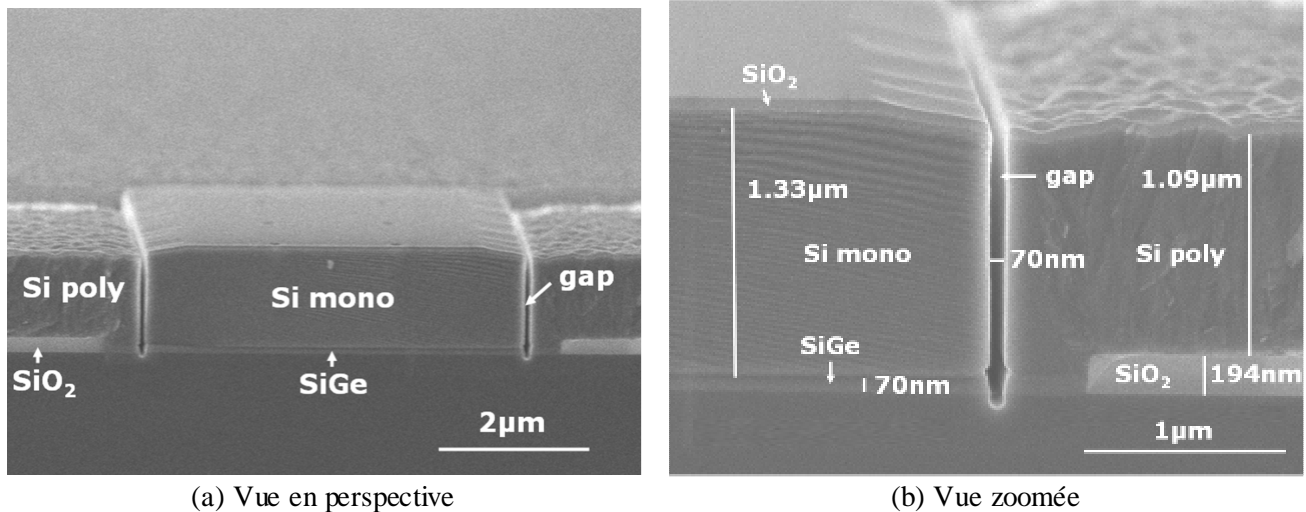


Figure 73 : Résultats de gravure de l'entrefer avec une épaisseur de résonateur supérieure à 1 μm

La Figure 73 présente les résultats de la gravure des entrefers, réalisée sur des structures faisant plus d'1 μm d'épaisseur. La photographie (b) montre que la gravure a le potentiel pour graver des fortes épaisseurs de *Si*, puisque nous constatons qu'un entrefer de 70 nm est très bien défini. Compte tenu de ces bons résultats, nous avons essayé de faire le même type de gravure sur une couche de *Si* plus épaisse, de l'ordre de 2 μm . L'entrefer a été défini tout aussi bien, mais nous avons rencontré des problèmes de gravure à cause d'une consommation totale du masque dur, qui était sous dimensionné pour une telle gravure (200 nm). Nous n'avons malheureusement pas testé le dépôt d'un masque dur plus épais, du fait de la limite d'épaisseur des résines e-beam utilisées (150 nm) pour graver ce dernier.

En conclusion, la limite d'épaisseur des structures n'est pas donnée par la limite de l'épaisseur de *Si* épitaxié, ni par celle du *SiGe*, car les photographies montrent que le *Si* est de très bonne qualité, même après une épitaxie de plus d'1 μm d'épaisseur, précédée d'une épitaxie de 70 nm pour le *SiGe*. La limite d'épaisseur du *Si* n'est pas non plus donnée par la gravure de l'entrefer, mais plutôt par l'épaisseur

maximale de résine e-beam, et donc par l'épaisseur maximale de masque dur que nous pouvons déposer pour réaliser la gravure de l'entrefer.

3.3.3.2 Protection de l'entrefer lors de la libération

Nous avons vu précédemment que l'étape de libération était critique au niveau de l'entrefer (Figure 72) puisqu'elle l'élargit, dès lors que la longueur de libération dépasse quelques centaines de nanomètres. Afin de résoudre ce problème, nous proposons de déposer un matériau de protection sur la paroi de l'entrefer. Ce dernier doit résister à la chimie de l'étape de libération, afin de protéger l'entrefer et espérer pouvoir pousser le procédé de libération jusqu'à plusieurs micromètres de longueur de tunnel.

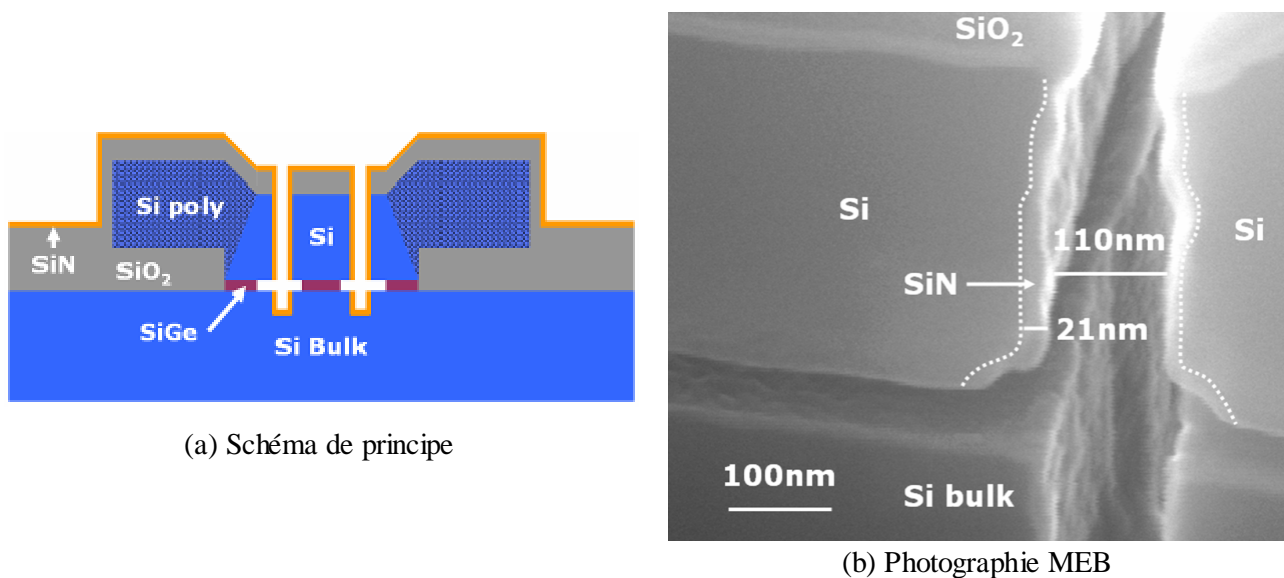


Figure 74 : Schéma de principe de l'empilement comprenant une protection de l'entrefer en *SiN* et photographie MEB associée

La Figure 74 (a) détaille le principe de la protection de l'entrefer tel que nous l'avons envisagé. Pour commencer, nous réalisons la gravure des entrefers de façon classique. Ensuite, nous faisons une première libération n'ayant pour objectif que d'amorcer la gravure du *SiGe* sur quelques centaines de nanomètres, tel que représenté sur la Figure 74 (a). Cette pré-libération ne doit pas être trop longue car l'entrefer n'est pas encore protégé. Le but de cette étape est juste d'ouvrir le tunnel, afin que le dépôt de protection sur les parois de l'entrefer ne condamne pas l'accès au *SiGe* pour la libération longue durée. Une fois la pré-libération effectuée, nous déposons un *SiN* conforme d'une épaisseur de l'ordre de 40 nm en surface des plaques, mais surtout contre les parois de l'entrefer, tel que schématisé sur la Figure 74 (a).

La Figure 74 (b) présente une photographie MEB de la réalisation technologique du dépôt de *SiN* sur les parois de l'entrefer. Nous constatons que le dépôt a bien fonctionné, puisque nous comptons en moyenne 20 nm de *SiN* recouvrant les parois de l'entrefer et 40 nm en surface. Notons cependant que le dépôt n'est pas très uniforme, mais compte tenu de la difficulté technique, l'uniformité reste tout à fait acceptable. Quant

à la pré-libération, nous l'avions prévu initialement de l'ordre de 500 nm afin de ne pas trop élargir l'entrefer. Nous pouvons constater que l'entrefer a été élargi de 30 nm , car il faisait initialement moins de 80 nm , du fait que le procédé de pré-libération a créé un tunnel de près de $1\mu\text{m}$ de long au lieu de 500 nm . Cette erreur dans le temps de libération n'a cependant que peu de conséquences sur la démonstration du concept de protection de l'entrefer.

Pour terminer l'essai, nous avons réalisé une libération de $2\mu\text{m}$, ce qui a consommé entièrement le SiN de protection des parois et élargi l'entrefer d'environ 30 nm . Or, un élargissement d'un entrefer non protégé d'environ 30 nm correspond environ à $1\mu\text{m}$ de libération, et la consommation de l'entrefer est quasiment linéaire par rapport à la longueur de libération. Nous pouvons donc estimer que nous avons certainement consommé tout le SiN au bout d'environ $1\mu\text{m}$ de libération.

En conclusion, la protection de l'entrefer par un dépôt de SiN fonctionne. Cependant, l'étude a montré que la sélectivité de gravure du SiN n'est pas suffisante car elle ne permet de creuser qu' $1\mu\text{m}$ de tunnel pour 20 nm d'épaisseur de SiN . De surcroît, nous ne pouvons pas envisager de mettre plus épais car sinon, l'entrefer serait trop fin et nous ne pourrions pas libérer les structures. La solution ne répond donc que partiellement à la problématique, mais permet tout de même de repousser les limites de libération d' $1\mu\text{m}$, sans aucune consommation d'entrefer supplémentaire. Nous n'avons malheureusement pas pu essayer la libération sans plasma en présence de la couche de protection. Il aurait été très intéressant de voir quelle longueur de libération maximale nous pouvons atteindre avec ce procédé, avant de consommer toute la couche de protection.

3.4 Packaging et co-intégration

Nous n'avons pas fabriqué de packaging du résonateur pour la première réalisation technologique. Or, dans l'esprit d'une co-intégration des résonateurs telle que présentée dans le §1.3.8, et compte tenu que nous nous sommes fixés de fonctionner sous vide afin de maximiser le facteur de qualité des résonateurs, il est important d'envisager un packaging sous vide pour nos composants.

Nous pouvons utiliser le principe d'un packaging front-end à base de SiGe , comme couche sacrificielle épitaxiée sur le résonateur.

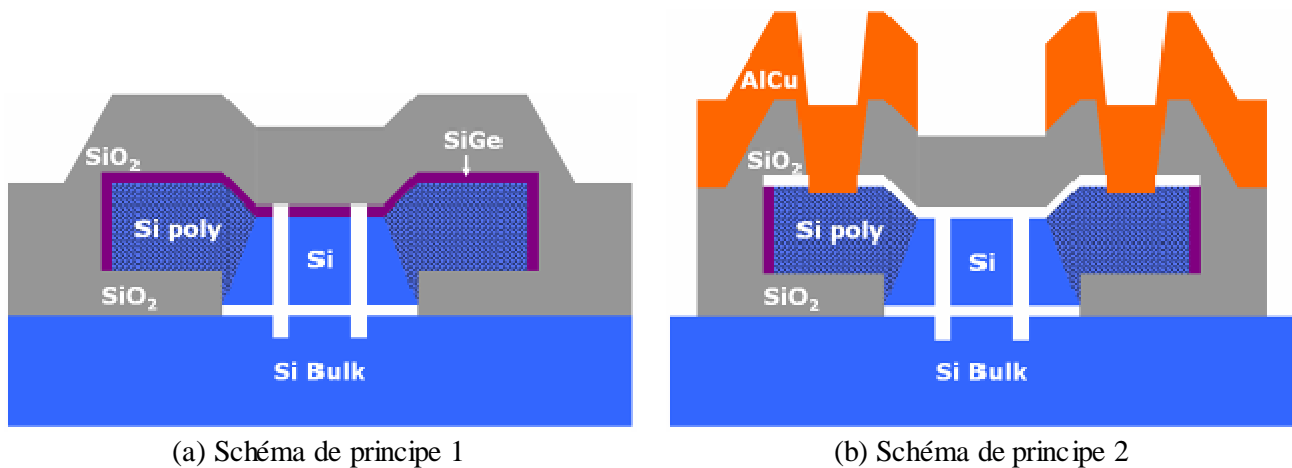


Figure 75 : Schéma de principe de l'empilement permettant d'envisager un packaging front-end et photographie MEB associée à partir de l'empilement des résonateurs SON

En effet, il aurait suffi de réaliser une épitaxie de *SiGe* avant de faire le dépôt non-conforme, tel que schématisé sur la Figure 75 (a). Cette épitaxie étant réalisée sur le résonateur, elle peut servir de couche sacrificielle permettant la réalisation du packaging. Le *SiGe* sacrificiel peut alors être retiré en utilisant les trous d'ouverture des contacts, comme le montre la Figure 75 (b). Le vide dans l'enceinte contenant les résonateurs correspond alors au vide machine lors du dépôt du métal. Ce type de développement fait partie des perspectives que nous pouvons donner à la première réalisation technologique, dans le but d'avancer dans l'intégration des composants.

3.5 Conclusion et perspectives

3.5.1 Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif de fabriquer les résonateurs électromécaniques que nous avons conçus lors du chapitre 2. Après avoir décrit les briques de base de la technologie SON pour la réalisation de transistors, nous avons présenté les développements technologiques propres au MEMS. Les conclusions que nous pouvons en tirer sont les suivantes :

- Nous avons fabriqué avec succès des résonateurs de type poutre bi-encastrée.
- Nous avons également fabriqué des résonateurs à ondes de volume. Ces derniers présentent des entrefers dont la taille atteint plusieurs centaines de nanomètres, à cause de problèmes rencontrés lors de la libération des structures.
- Nous avons fabriqué avec succès les transistors latéraux pour la détection, aussi bien pour les résonateurs à modes de flexion que pour ceux à ondes de volume.

Nous avons ensuite fait le bilan de la technologie, afin d'en extraire les points faibles : sélectivité insuffisante lors de la libération, exploitation partielle du potentiel de la gravure d'entrefers, topologie importante, réalisation délicate des entrefers très fins. Nous avons alors proposé quelques améliorations possibles dont voici le bilan :

- Amélioration de la sélectivité lors de la libération. Pour cela, nous avons réalisé des essais de protection de l'entrefers lors de la libération. Ces essais sont concluants, mais s'avèrent être encore insuffisants pour pouvoir libérer convenablement les résonateurs à ondes de volume.
- Augmentation de l'épaisseur des structures. Nous avons poussé la gravure d'entrefers afin de voir jusqu'à quelle profondeur elle pouvait être efficace, dans le but d'augmenter l'épaisseur des résonateurs pour améliorer leurs performances. Les essais montrent que nous pouvons sans problème multiplier l'épaisseur des structures par quatre.

3.5.2 Perspectives

A la fin du chapitre, nous avons évalué quelques améliorations possibles de la technologie de fabrication des résonateurs. Ces développements ayant été concluants, il serait intéressant de lancer une nouvelle fabrication de résonateurs prenant en compte les améliorations. Le but serait d'une part, de comparer l'amélioration des performances par rapport à la première réalisation, et d'autre part, d'augmenter considérablement les chances de mesure des résonateurs à ondes de volume, qui cette fois présenteraient un entrefers final ne dépassant pas 100 nm .

Enfin, nous avons évoqué quelques pistes quant au packaging et à l'intégration des résonateurs. Il serait très intéressant de continuer dans cette voie ; à savoir réaliser un démonstrateur présentant un packaging sous vide dans un premier temps, et un résonateur co-intégré dans un second temps.

CHAPITRE 4

CARACTERISATION ET DISCUSSION DES RESULTATS

4 EME CHAPITRE : CARACTERISATION ET DISCUSSION DES RESULTATS

4.1 Introduction

Ce chapitre est principalement consacré à la caractérisation des résonateurs issus de la réalisation technologique menée dans le chapitre 3. Le chapitre propose également une discussion des résultats par rapport à l'état de l'art, à la modélisation menée dans le chapitre 2, mais aussi à la réalisation technologique menée dans le chapitre 3.

Dans un premier temps, nous reporterons la caractérisation des contraintes résiduelles dans nos résonateurs, afin de valider que les contraintes sont faibles et peuvent effectivement être négligées en modélisation.

Dans un deuxième temps, nous nous intéresserons à la caractérisation statique des résonateurs. Nous tracerons les courbes de pull-in de certains résonateurs, et nous réaliserons les courbes $I(V)$ des transistors de détection en quasi-statique, afin de les comparer au modèle du chapitre 2.

Dans un troisième temps, nous réaliserons les caractérisations dynamiques des démonstrateurs. Nous étudierons le comportement des résonateurs à détection capacitive et par transistor, en fonction de différents paramètres. Puis, nous comparerons les mesures aux modèles du chapitre 2 en fonction des deux types de détection. Enfin, nous montrerons l'apport de la détection MOS par rapport à la détection capacitive au niveau de courbes mesurées.

Pour terminer, nous réaliserons différentes études sur les résonateurs. Nous testerons une technique de mesure en mixage fréquentiel et nous étudierons le comportement de nos résonateurs en pression et en température.

4.2 Contraintes dans les résonateurs

Avant de caractériser les résonateurs de façon électrique, nous nous intéressons à la caractérisation de leur couche structurale. Nous souhaitons estimer les contraintes résiduelles dans les résonateurs afin de justifier l'hypothèse que nous avons faite dans le §2.3.3.3, lors de l'étude de l'effet des contraintes sur le

fonctionnement des résonateurs. Nous avons en effet décidé de ne pas prendre en compte l'effet des contraintes résiduelles dans la modélisation des résonateurs dans les §2.4 et §2.5, du fait de leur faible valeur ($< 10 \text{ MPa}$ en tension ou compression). Nous souhaitons alors mettre en place des caractérisations de notre couche de silicium monocristallin, dans le but de confirmer cette hypothèse.

Il existe dans la littérature des motifs de test permettant d'évaluer les contraintes résiduelles dans les matériaux en couche mince, comme par exemple dans [106], où les auteurs proposent différents motifs :

- Les poutres bi-encastées pour la mesure des contraintes en compression.
- Les anneaux de Guckel pour la mesure de contraintes en tension.
- Les poutres encastree-libre pour la mesure des gradients de contraintes.

Nous avons réalisé ces trois types de motifs sur les plaques contenant les résonateurs. Le but est maintenant d'estimer les contraintes par mesure des déformations, en réalisant des photographies des structures de test au profilomètre optique et au MEB.

4.2.1 Mesures au profilomètre optique

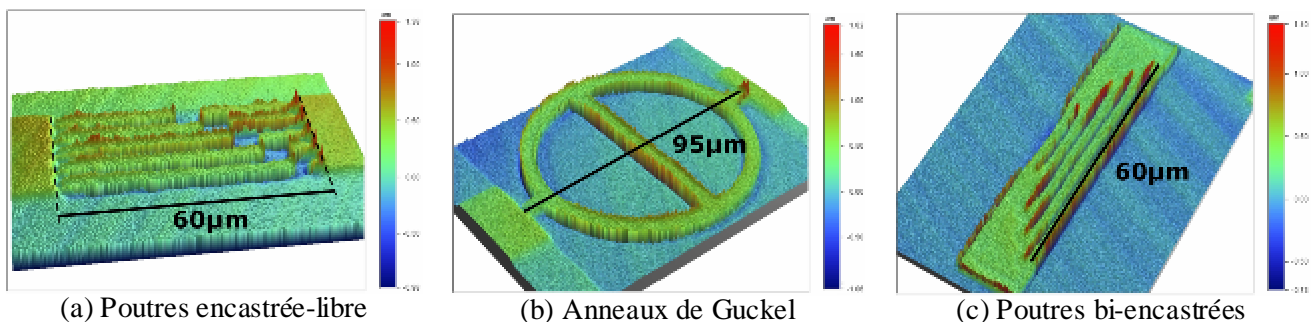


Figure 76 : Photographies des motifs de test d'analyse des contraintes résiduelles dans le silicium structural, réalisées à l'aide d'un profilomètre optique

La Figure 76 montre des photographies réalisées à l'aide d'un profilomètre optique Wyko de marque Veeco. Cet équipement permet de balayer la surface des structures de test, puis de générer des vues tridimensionnelles. Du fait de son fonctionnement par faisceau optique, l'appareil présente l'avantage de ne pas influencer sur la mesure, car il image sans déformer les motifs de test. L'inconvénient du profilomètre disponible est lié au grossissement optique insuffisant pour acquérir de manière précise une mesure sur les structures de petite taille. De plus, cette méthode est connue pour présenter des imperfections et artefacts de mesure en bord des motifs suspendus. Ce problème limite la résolution optique à quelques dizaines de nanomètres en vertical. Néanmoins, le profilomètre optique reste adapté pour tenter de mesurer les déformations hors plan de nos structures de test.

Sur la Figure 76 (a), nous pouvons voir des séries de poutres encastree-libre [106], permettant de remonter aux gradients de contraintes par observation de la déformation en bout de poutre. L'image ne révèle aucune

déformation notable, même pour la poutre la plus longue, ce qui signifie que la déformation est inférieure à la résolution de la mesure. Cela laisse alors penser que le gradient de contrainte est très faible, probablement inférieur à quelques $MPa/\mu m$. Cela correspond au gradient de contrainte que nous aurions mesuré si nous avions observé une déformation de la plus longue poutre de test.

Sur la Figure 76 (b), nous pouvons voir un anneau de Guckel [106] permettant de remonter aux contraintes en tension. Comme pour les motifs de test de type poutre encastrée-libre, nous n'avons pas observé de déflexion hors plan de la poutre centrale suffisante pour que le motif de test le plus sensible fléchisse. Nous en concluons donc que les contraintes en tension sont inférieures à $40 MPa$. C'est en effet la valeur minimale que nous aurions pu détecter avec les motifs disponibles et la méthode de mesure mise en œuvre.

Sur la Figure 76 (c), nous pouvons voir une série de poutres bi-encastrées [106], permettant de remonter aux contraintes en compression. Comme pour les motifs précédents, la photographie ne révèle pas de déflexion hors plan notable. C'est aussi le cas de la plus longue poutre, qui permet de mesurer des contraintes de l'ordre de $40 MPa$ avec la mesure mise en œuvre. Par conséquent, nous en concluons que les contraintes en compression de nos structures sont inférieures à $40 MPa$.

4.2.2 Mesures au MEB

Nous venons d'utiliser le profilomètre optique pour la mesure des déformations hors plan sur les motifs de test prévus à cet effet. Nous avons également réalisé des mesures au MEB pour estimer les déformations dans le plan des résonateurs de type poutre bi-encastrée les moins rigides. Le but ici est d'essayer de remonter aux contraintes résiduelles en compression selon [106]. Le MEB présente l'avantage d'avoir une très bonne résolution latérale pour la mesure des déformations, de l'ordre de quelques nanomètres, ce qui est bien supérieur à la résolution du profilomètre optique. En revanche, du fait de son fonctionnement par balayage électronique, le MEB charge électrostatiquement la poutre et les électrodes, créant ainsi une force électrostatique entre ces deux éléments. Cette force peut suffire à déformer le résonateur et faire coller la poutre à l'électrode. Il est alors difficile de savoir quelle part de la déformation observée est liée aux contraintes ou à la technique de mesure.

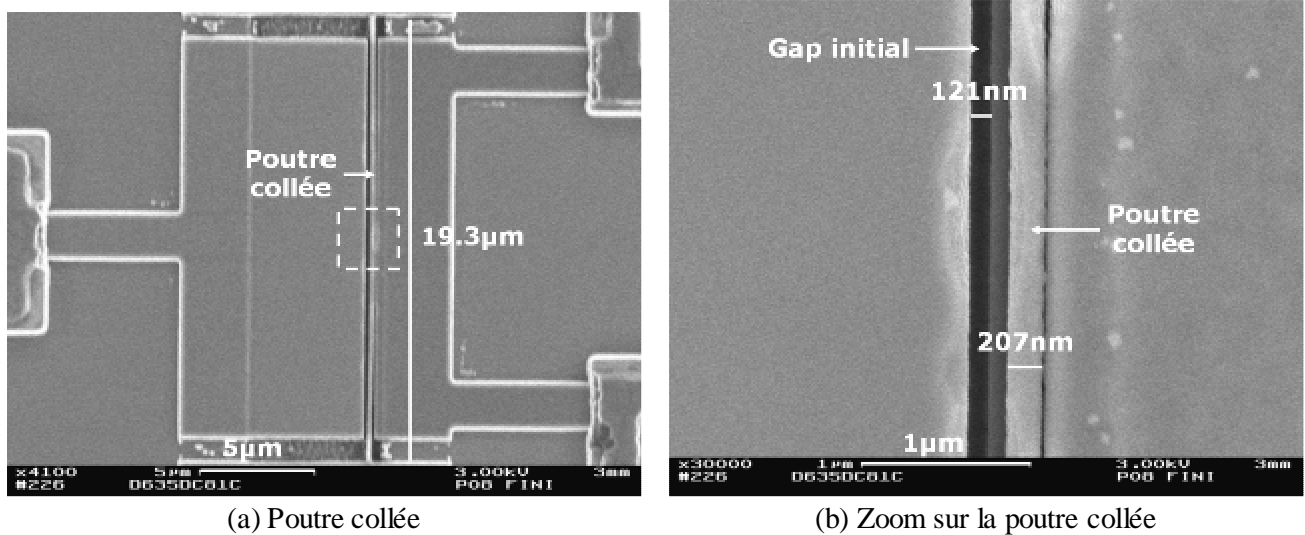


Figure 77 : Photographies MEB d’une poutre bi-encastée collée en sortie de technologie

Malgré l’effet de la technique de mesure sur les déformations, nous avons essayé de réaliser quelques photographies MEB (Figure 77) de la poutre la moins rigide que nous ayons fabriquée ($L=19.3\mu m$, $w=207nm$, $d_0=121nm$). Nous avons pris soin de faire la mise au point hors du champ du résonateur, pour ne pas trop charger ce dernier lors de la mesure. Nous avons constaté que seule la poutre présentée ci-dessus est collée. Nous pouvons alors faire l’hypothèse que ce phénomène est lié aux contraintes en compression. Si tel est le cas, il aurait fallu des contraintes dans la poutre de l’ordre de $15MPa$ pour permettre le collage, dont une partie est certainement liée aux contraintes et une autre à la mesure. Cet ordre de grandeur est en adéquation avec les estimations réalisées en profilométrie optique, tendant à dire que les contraintes en compression sont inférieures à $40MPa$.

4.2.3 Mesures aux rayons X

Compte tenu des résultats précédents, ayant montré leurs limites sur la mesure des contraintes, nous souhaitons réaliser des mesures comparatives des contraintes avec une méthode basée sur la diffraction des rayons X, dite « High Resolution X Ray Diffraction (HR-XRD) », dans le silicium monocristallin épitaxié. La méthode consiste à réaliser un spectre de diffraction des rayons X dans la couche de silicium, dont nous voulons mesurer les contraintes. Nous utilisons pour cela un diffractomètre de type Double Crystal DiffractoMeter (DCDM), muni d’une platine à haute résolution angulaire. Nous faisons alors un balayage angulaire autour du pôle de diffraction (400) du silicium. Seul l’échantillon bouge en θ ; le détecteur reste fixe dans la direction 2θ . La longueur d’onde utilisée est celle du Cu égale à 1.541 \AA , définie en sortie du monochromateur : dans ces conditions, $\theta_{400}=34.576^\circ$ pour le Si .

Si le silicium est parfait, nous observerons un pic de diffraction très intense, exclusivement à l’angle cité précédemment, correspondant à la loi de Bragg. Cette dernière relie l’angle de diffraction à la distance entre

deux plans atomiques dans le silicium. Si le silicium n'est pas parfait et présente par exemple des contraintes, alors le balayage angulaire autour du pic de diffraction ne correspondra plus un Dirac : le pic va s'élargir et former une gaussienne ou une lorentzienne, en cas de faibles contraintes. Si les contraintes sont très importantes, le pic ira même jusqu'à se dédoubler, témoignant d'une forte distorsion de la maille cristalline. L'étude d'élargissement et du dédoublement du pic de diffraction permet de remonter aux contraintes résiduelles. Pour cela, il suffit d'analyser l'écart à la loi de Bragg.

Nous avons effectué les mesures du pic de diffraction de nos couches de silicium épitaxié. Aucun écart à la loi de Bragg n'a pu être observé. Compte tenu de la sensibilité de la technique, estimée à 5.10^{-5} en déformation, nous pouvons conclure que la contrainte dans notre silicium épitaxié est inférieure à 10 MPa , mais nous ne pouvons malheureusement pas la mesurer précisément.

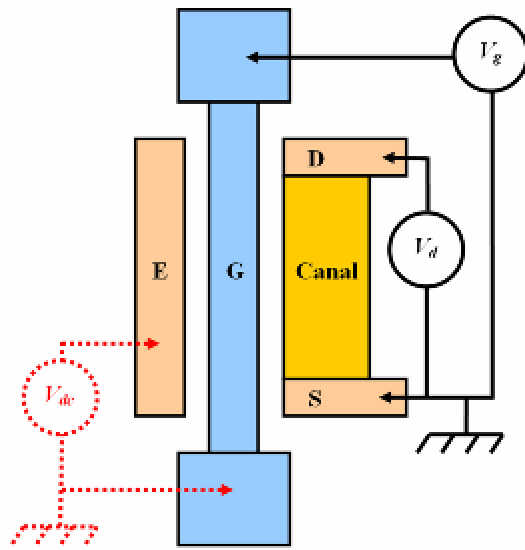
4.2.4 Conclusion

Nous avons testé plusieurs techniques pour mesurer les contraintes résiduelles dans nos résonateurs. Compte tenu des faibles valeurs de contrainte que semblent présenter ces derniers, nous sommes aux limites de résolution de chacune des méthodes. Cependant, les résultats des différentes mesures donnent une tendance homogène. Nous pouvons par conséquent conclure que les contraintes résiduelles sont très faibles, probablement inférieures à 10 MPa en compression, et inférieures quelques $\text{MPa}/\mu\text{m}$ au niveau du gradient de contraintes. Ces valeurs sont en adéquation avec la technologie développée, censée générer très peu de contraintes dans les résonateurs. L'hypothèse selon laquelle nous avons décidé de négliger l'effet des contraintes (§2.3.3.3) pour la modélisation du résonateur, si celles-ci étaient inférieures à 10 MPa , est alors parfaitement justifiée.

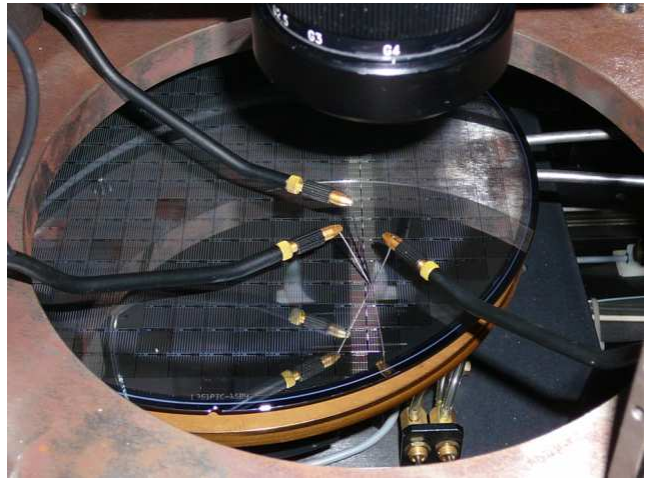
4.3 Caractérisations électriques en statique

Avant de caractériser les résonateurs de façon dynamique, il est important de les caractériser de manière statique. Le but est désormais d'assurer que leur comportement correspond aux attentes, de fixer les limites de tension de polarisation à ne pas dépasser, et enfin de déterminer les points de fonctionnement statiques des transistors de détection. Dans un premier temps, nous étudierons le pull-in des résonateurs, puis, dans un second temps, nous caractériserons les transistors de détection.

4.3.1 Montages



(a) Schéma de montage



(b) Photo d'une puce en cours de test

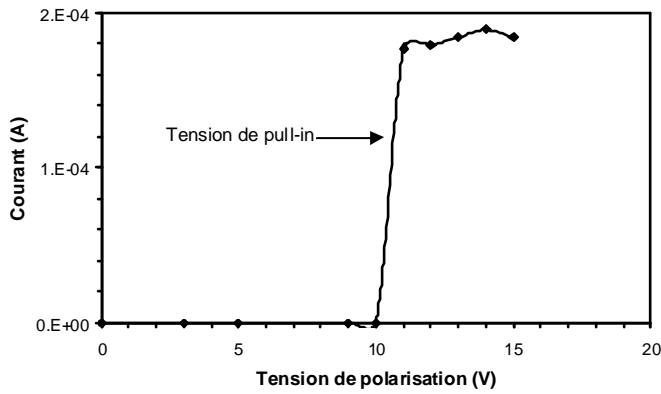
Figure 78 : Schéma (a) et photographie (b) du montage pour les caractérisations électriques en statique des résonateurs et des transistors de détection

La Figure 78 (a) présente les différents schémas de montage permettant de réaliser les mesures statiques. En réalisant le schéma de montage de gauche (traits pointillés), nous pouvons tracer les courbes de pull-in des résonateurs fabriqués. En réalisant le schéma de droite (traits pleins), nous pouvons réaliser les courbes $I(V)$ des transistors de détection.

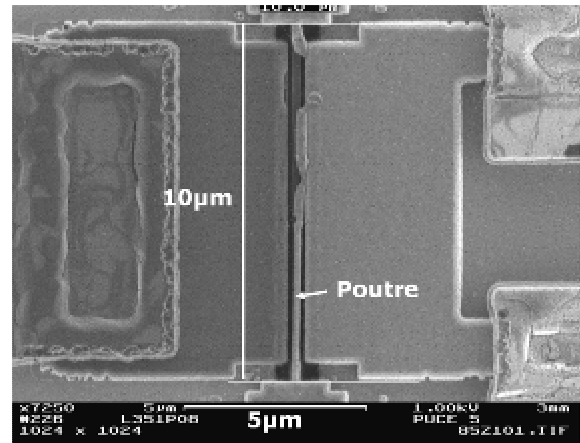
Comme le montre la Figure 78 (b), les mesures ont été réalisées à l'aide de pointes DC, posées directement sur les plots métalliques, menant aux dispositifs à mesurer. La photographie présente une plaque en cours de test à l'air dans une configuration de mesure pour les transistors de détection comprenant trois pointes DC. Ces dernières sont reliées à un analyseur de paramètres HP 4155 A, qui permet à la fois de caractériser les transistors de détection et de réaliser les courbes de pull-in.

4.3.2 Courbes de pull-in

Nous avons réalisé des courbes de pull-in sur un bon nombre de dispositifs. Le but est de vérifier le bon accord avec la théorie, sur la valeur de la tension de pull-in présentée dans le §2.3.6, mais aussi par rapport au modèle des résonateurs simulé en statique, et présenté dans le §2.4.3.1.



(a) Courbe de pull-in



(b) Photo de la structure après le test

Figure 79 : Etude du pull-in d'une poutre bi-encastée avec la courbe obtenue et l'état de la structure après le test ($L = 10 \mu m$, $w = 229 nm$, $d_0 = 101 nm$)

La Figure 79 présente un exemple d'une courbe de pull-in, réalisée selon la configuration de mesure présentée dans le §4.3.1. Nous avons paramétré un pas de mesure de $1V$ au niveau de la tension de polarisation. La courbe montre que le courant existant entre l'électrode d'actionnement et la poutre est nul en dessous de $10V$, et qu'un courant de l'ordre de $200 \mu A$ est mesuré à partir de $11V$. Cela signifie que la tension de pull-in de la structure est de l'ordre de $10.5V$, compte tenu de la précision de la mesure. Cette valeur est en bonne adéquation avec le calcul analytique nous donnant une tension de pull-in de $10.6V$ pour cette structure (Équation 89, §2.3.6), et aussi avec le modèle du §2.4, donnant une valeur proche du calcul analytique.

La Figure 79 (b) présente une photographie MEB de la poutre après réalisation de la mesure de pull-in. Nous constatons que la poutre a fondu à la manière d'un fusible, du fait de l'effet Joule engendré par le passage d'un fort courant lors du contact entre cette dernière et l'électrode d'actionnement. Nous aurions pu éviter cela en abaissant fortement la consigne de courant maximal admissible dans notre appareil de mesure.

4.3.3 Transistors de détection

4.3.4 Comparaison entre mesures et simulations

Nous avons tracé les courbes $I(V)$ pour chaque transistor que nous allons faire fonctionner pour la détection, lors des mesures en dynamique. Nous avons déterminé dans le §2.5.4.1.1 les points de fonctionnement optimaux des transistors de détection, à partir de leurs caractéristiques statiques. Nous souhaitons utiliser la même méthode pour les résonateurs à détection par transistor, fabriqués en technologie SON.

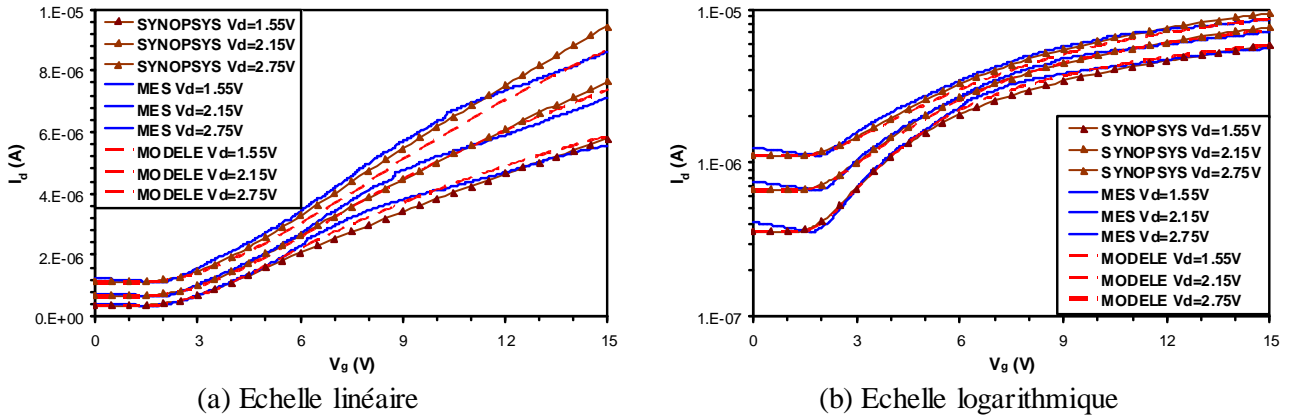


Figure 80 : Courbes $I_d(V_g)$ d'un LRS MOSFET comparées aux post-simulations réalisées avec Synopsys, et au modèle du LRS MOSFET développé dans le §2.5 ($L_c = 9 \mu m$, $d_0 = 95 nm$ et $h = 400 nm$)

La Figure 80 présente un exemple de courbes $I_d(V_g)$ et $I_d(V_d)$ réalisées selon la configuration de mesure présentée dans le §4.3.1. Nous avons superposé les post-simulations Synopsys aux courbes mesurées, ainsi que celles réalisées avec le modèle du LRS MOSFET, présenté dans le §2.5.

Nous avons introduit le niveau dopage du canal issu des mesures données dans le §3.3.1.1 dans les simulations, soit $1.17.10^{15} at.cm^{-3}$, ainsi que les dimensions exactes du dispositif, afin de le simuler au mieux. Nous nous sommes rendus compte que les simulations ne correspondaient pas précisément aux mesures, d'où la nécessité de réaliser des post-simulations. Le but dans ce cas est de comprendre au mieux les phénomènes physiques intervenant lors du fonctionnement des démonstrateurs, pour pouvoir en tenir compte dans les simulations.

Comme nous pouvons constater sur les mesures, nous observons un courant de fuite important à $V_g = 0 V$, alors que le transistor n'est pas censé être inversé. Ce courant n'a pas été pris en compte dans les simulations, ce qui peut expliquer les différences par rapport aux mesures. Nous avons alors cherché à connaître l'origine de ce courant de fuite, au niveau de la réalisation technologique. Nous avons évoqué la possibilité d'implantation accidentelle du canal dans le §3.3.1.2, du fait de la proximité du canal non implanté par rapport au résonateur implanté, tous deux uniquement séparés par l'entrefer d'air. Un désalignement photolithographique de seulement $100 nm$ suffit alors à doper le canal accidentellement. Nous avons de ce fait surdimensionné le masque de protection du canal afin d'éviter son implantation.

Les mesures semblent démontrer que nous n'avons pas assez surdimensionné le masque, ou que le désalignement réel a été supérieur aux prévisions, d'où la présence d'un courant de fuite. Ce courant varie quasiment linéairement en fonction de la tension de drain. La fuite est alors assimilable à une résistance, de section identique à la hauteur du résonateur, et d'une largeur de l'ordre de $1 nm$, que nous pouvons ajouter en parallèle du transistor. C'est ce que nous avons fait au niveau des simulations Synopsys, et avec le modèle du LRS MOSFET.

Nous avons présenté les résultats des post-simulations après prise en compte du courant de fuite du transistor sur la Figure 80. Nous constatons que les courbes mesurées sont cette fois-ci en très bon accord avec les simulations Synopsys et le modèle du LRSG MOSFET. L'accord est valable sur toute la gamme de tension V_g explorée, ainsi que pour toutes les valeurs de tension V_d testées.

Nous pouvons maintenant déterminer les points de fonctionnement statiques optimaux des transistors, selon la méthode décrite dans le §2.5.4.1.1, à partir des courbes de mesure. Quant au modèle du LRSG MOSFET, il prend maintenant en compte le courant de fuite des transistors. Il peut alors être utilisé en l'état pour l'étude dynamique. Nous prendrons donc soin d'ajuster la valeur de la résistance associée au courant de fuite pour chaque dispositif, à partir des mesures statiques de leur transistor de détection.

4.3.5 Phénomènes de charges

Nous n'avons pour l'instant pas évoqué les phénomènes de charges dans le transistor de détection. Nous avons réalisé des courbes $I_d(V_g)$ en balayant V_g de façon à faire des allers-retours. Le but est de voir si nous observons des phénomènes de piégeage de charges, se traduisant par l'apparition d'un effet d'hystérésis sur les courbes.

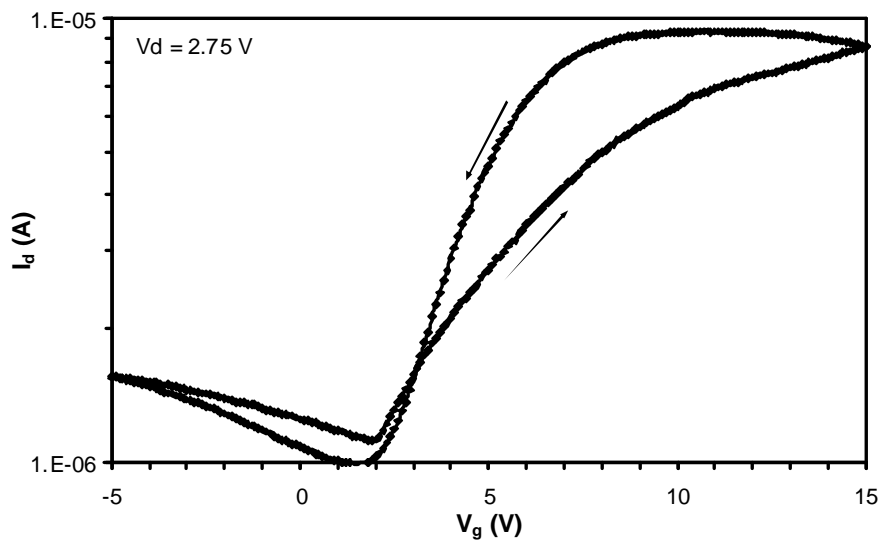


Figure 81 : Etude de l'effet de charge des transistors de détection sur l'exemple d'une courbe $I_d(V_g)$ mesurée sur le transistor de détection du §4.3.4 ($L_c = 9 \mu m$, $d_0 = 95 nm$ et $h = 400 nm$)

La Figure 81 présente une étude de l'effet de charge présent sur les transistors de détection. Cet effet est visible sur la courbe, du fait de l'hystérésis obtenu, quand nous balayons la tension V_g dans un sens, puis dans l'autre. En effet, après avoir balayé la tension de grille des faibles valeurs vers la valeur maximale, nous constatons en faisant le balayage inverse que la courbe ne se superpose pas à celle réalisée lors du premier balayage. Le courant de drain mesuré est supérieur lors du balayage retour, ce qui traduit que le transistor

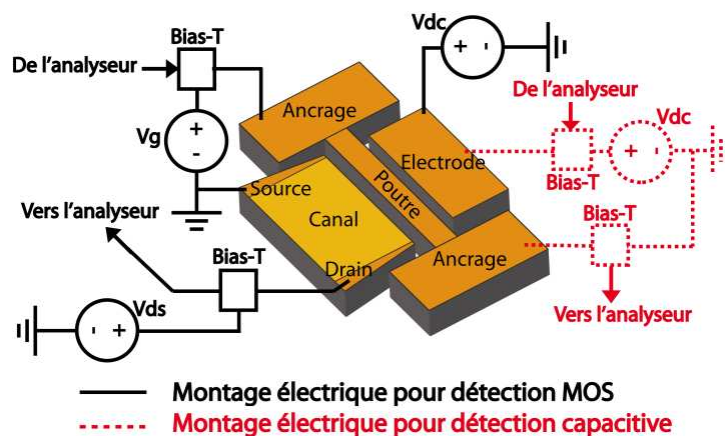
reste fortement inversé alors que la tension de grille baisse. L'explication du maintien d'inversion est lié au fait que des charges s'accumulent à la surface du canal du transistor lors du premier balayage, et que ces dernières ont du mal à s'évacuer, d'où le maintien de l'inversion. Les charges ne s'évacuent totalement que lorsque nous imposons un potentiel négatif sur la grille, permettant alors de retomber sur le niveau de courant initial. Le phénomène étant répétable au cours des cycles, nous n'avons représenté qu'un seul cycle de mesure dans un souci de clarté.

Notons que les phénomènes de piégeage de charges ont déjà été observés et étudiés sur des transistors à grille résonante de l'état de l'art, par exemple dans [107], où l'hystérésis lié au phénomène de piégeage et dé-piégeage en surface du canal, sur les courbes $I_d(V_g)$, est utilisé pour créer un effet mémoire.

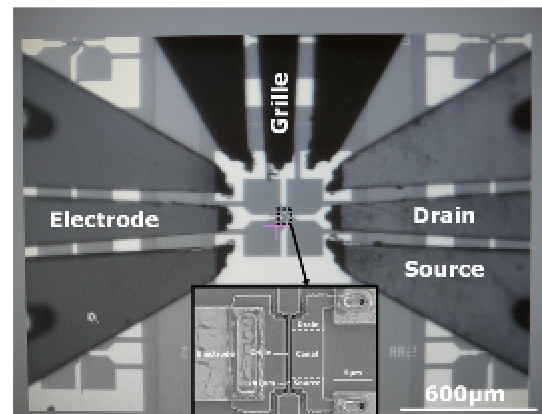
En conclusion, un phénomène de piégeage de charges est présent dans nos transistors de détection. Au niveau des réalisations technologiques futures, nous nous attacherons à modifier la technologie afin de tenir compte de ce problème et de le limiter. Cela peut par exemple se faire par l'ajout d'un SiO_2 thermique très dense, permettant d'empêcher le piégeage de charges en surface du canal du transistor.

4.4 Caractérisations dynamiques

4.4.1 Montages



(a) Schéma de montage



(b) Photographie d'un résonateur en cours de test sous pointes

Figure 82 : Schéma (a) et photographie (b) du montage pour les caractérisations électriques en dynamique des résonateurs à détection capacitive et par transistor MOS

La Figure 82 (a) présente le schéma de montage réalisé pour la caractérisation des résonateurs, dans le cas d'une détection capacitive et d'une détection par transistor MOS. Les caractérisations dynamiques ont été

menées à l'aide d'un analyseur de réseau de type Agilent 8753E , ainsi que de plusieurs alimentations stabilisées pour les tensions de polarisation.

La Figure 82 (b) présente une photographie en vue de dessus, d'un résonateur à détection par transistor MOS en cours de test. Comme nous pouvons le voir, nous avons utilisé trois pointes RF coplanaires de type Ground/Signal/Ground (GSG) afin d'acheminer le signal électrique RF pour l'excitation et de récupérer le signal de détection. Le recours à ce type de pointes est essentiel pour la bonne caractérisation des dispositifs. D'une part, les pointes sont fournies avec un kit de calibrage, permettant de s'affranchir de l'effet des pointes lors des mesures. D'autre part, le signal RF est confiné dans les pointes et ne rayonne que très peu. Ce n'est pas le cas pour les pointes DC que nous avons utilisées lors des caractérisations statiques. A titre d'exemple, nous n'avons pas réussi à mesurer de pic de résonance de nos dispositifs avec des pointes DC, du fait que les fréquences minimales de résonance étaient de l'ordre de 10 MHz.

Notons que pour toutes les mesures, nous avons relié le substrat au même potentiel que le résonateur, afin d'éviter de générer une force hors plan pouvant être la cause d'un pull-in de certaines structures sur le substrat.

Enfin les mesures dynamiques ont été réalisées dans une enceinte sous vide afin de s'affranchir totalement des pertes d'amortissement dans l'air (§1.3.4.1).

4.4.2 Résonateurs à détection capacitive

4.4.2.1 Comparaison mesure et modèle sur un exemple de résonateur

Nous avons réalisé les caractérisations dynamiques d'un bon nombre de résonateurs de type poutre bi-encastree à détection capacitive, mesurés selon le montage détaillé dans la Figure 82 (a). Nous proposons de présenter les résultats d'une caractérisation dynamique pour un résonateur présentant une fréquence de résonance autour de la centaine de MHz.

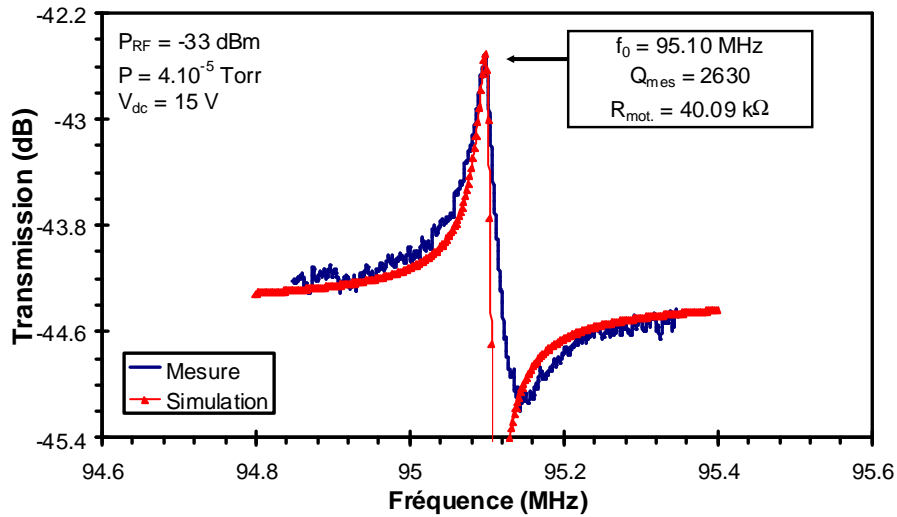


Figure 83 : Comparaison de la réponse fréquentielle d’une poutre bi-encastée à détection capacitive par rapport à la post-simulation issue du modèle développé au §2.4 ($L = 4.9 \mu m$, $w = 260 nm$, $h = 400 nm$ et $d_0 = 95 nm$)

La Figure 83 présente les résultats de la caractérisation dynamique d’un résonateur de type poutre bi-encastée. Nous avons superposé la courbe de réponse modélisée à la courbe mesurée, afin de rendre compte de la bonne corrélation entre le modèle et les mesures.

Concernant la mesure, le pic de résonance a été mesuré à $95.1 MHz$ pour une tension de polarisation de $15 V$. Nous avons extrait à partir de la mesure, un facteur de qualité de 2630 sous vide, ainsi qu’une résistance motionnelle de $40.09 k\Omega$. Pour l’extraction, nous avons utilisé un simulateur électrique (ADS) afin de reconstituer le modèle électrique équivalent du résonateur, présenté dans le §1.3.9 (Figure 14). Pour ce faire, nous avons ajusté chaque paramètre du modèle équivalent jusqu’à ce que la courbe mesurée soit en accord avec la courbe simulée. Les valeurs du modèle équivalent sont les suivantes : $R_m = 40.085 k\Omega$, $L_m = 0.176 H$, $C_m = 15.894 aF$ et $C_0 = 102 fF$. Connaissant alors les valeurs du modèle, nous en avons extrait le facteur de qualité et la résistance motionnelle donnés ci-dessus.

Concernant la modélisation, nous avons commencé par utiliser le modèle développé au §2.4, après ajustement des dimensions de la structure testée, mesurées au MEB. Cette première simulation a montré un léger désaccord en fréquence, en amplitude et en bruit de plancher, par rapport à la mesure. Afin d’améliorer la concordance entre la simulation et la mesure, nous avons réalisé des post-simulations selon la procédure suivante :

- Nous avons tout d’abord ajusté la fréquence de résonance du modèle par rapport à celle de la mesure. Parmi tous les facteurs influant sur la fréquence de résonance (Équation 29), nous avons choisi d’ajuster les dimensions et de maintenir les paramètres matériaux constants. Nous avons donc ajusté la largeur de la poutre, parce que c’est la dimension la plus petite de la structure mécanique, et donc celle sur laquelle nous avons le plus d’incertitude de mesure au MEB. Par rapport à la dimension mesurée, estimée à

$w = 260 \text{ nm}$, la largeur de structure ayant permis l'accord parfait de la fréquence de résonance correspond à $w = 266 \text{ nm}$. L'ajustement est donc très raisonnable ; il est du même ordre de grandeur que la précision de la mesure du MEB pour une telle dimension. Le fait que nous n'ayons eu à ajuster la largeur que finement pour arriver à une bonne concordance, confirme alors l'hypothèse que les paramètres matériaux entrés dans le modèle ($E = 169 \text{ GPa}$, $\rho = 2330 \text{ kg/m}^3$ et $\nu = 0.28$) sont très proches de la réalité. De même, la bonne corrélation de ce dernier avec les mesures confirme aussi que les contraintes, non prises en compte dans le modèle, sont très faibles. Cela est en accord avec les conclusions des mesures de contrainte présentées dans le §4.2.

- Ensuite, nous avons ajusté le bruit de plancher du modèle à la courbe de mesure. Nous avons évoqué dans le §2.3.8, l'effet important de la capacité de couplage entrée-sortie sur la réponse en fréquence d'un résonateur. Le modèle capacitif prend en compte une partie de la capacité de couplage liée à la présence de l'entrefer d'air entre l'électrode d'actionnement et le résonateur, comme évoqué dans le §2.4.3.2. Or, la mesure montre que la capacité de couplage réellement mesurée est supérieure à celle obtenue dans le modèle. La différence est attribuée au fait que le modèle ne prend en compte ni le couplage par le substrat, ni celui par l'air. Nous avons alors introduit dans la simulation une capacité de 102 fF , extraite des mesures lors de la reconstitution du modèle électrique équivalent. La prise en compte de la capacité de couplage a permis d'obtenir une bonne corrélation du modèle avec la mesure, au niveau du bruit de plancher et de l'antirésonance.
- Enfin, nous avons ajusté le facteur de qualité. Nous avons intégré dans le modèle un calcul du facteur de qualité (§2.4.3.6). Ces calculs sont issus de l'étude théorique du facteur de qualité présentée dans le §1.3.4. Le facteur de qualité théorique du résonateur, présenté dans la Figure 83, issu des calculs du modèle, est de 918 contre 2 630 sur la mesure. La différence est très importante du fait que le facteur de qualité calculé est bien plus faible que celui mesuré. Ce résultat met en exergue la difficulté de la prédiction du facteur de qualité pour des poutres de faibles dimensions (Figure 29). Nous avons en effet fait l'hypothèse que ce le facteur de qualité était principalement déterminé par les pertes aux ancrages. Néanmoins, la différence de valeur observée indique que d'autres phénomènes entrent en compte, pouvant être liés au fait que la poutre n'a pas une section parfaitement rectangulaire, ou encore que la largeur de la poutre commence à être importante par rapport à sa hauteur ou à sa section (limites de l'hypothèse de la poutre longue par rapport à sa section). De plus, le calcul analytique des pertes aux ancrages, présenté dans le §1.3.4.2, a été validé sur une étude réalisée sur des résonateurs de taille bien supérieure aux nôtres. Nous verrons par la suite que les calculs analytiques pris en compte dans le modèle sont bien plus proches de ceux mesurés pour bon nombre d'autres structures testées, présentant des rapports de forme plus conformes aux poutres habituelles.

En conclusion, nous venons de voir un exemple de réponse fréquentielle d'un résonateur de type poutre bi-encastree à détection capacitive. Nous avons extrait de la mesure le modèle électrique équivalent du

résonateur, ce qui nous a permis de calculer son facteur de qualité et sa résistance motionnelle. Nous pouvons donc maintenant calculer le facteur de mérite $f \cdot Q$ de notre résonateur, qui vaut : 250.10^9 .

Il est intéressant de comparer cette valeur à celles des résonateurs de type poutre bi-encastree de l'état de l'art du Tableau 2 (§1.3.5.2), dans lequel le facteur $f \cdot Q$ est dans la gamme $6.10^9 - 115.10^9$. En effet, cela signifie que notre poutre bi-encastree présente un facteur de mérite plus élevé que les autres structures du même type issues de l'état de l'art, malgré sa petite taille. Cela est vrai malgré le fait que nous n'ayons pas pu choisir les dimensions de poutre donnant le meilleur facteur de qualité (cf. Figure 31), pour une fréquence autour de 100 MHz , à cause des contraintes technologiques.

En revanche, si nous élargissons la comparaison des performances de notre poutre bi-encastree à tous les résonateurs de type poutre de l'état de l'art (Tableau 2), nous trouvons des poutres libre-libre ayant un facteur $f \cdot Q$ jusque 1162.10^9 ; ce qui est près de cinq fois supérieur à notre résonateur. L'écart est lié au fait que les pertes aux ancrages ont été minimisées par la suppression des encastremements en bout de poutre.

4.4.2.2 Etude de la tension de polarisation

Après avoir présenté les résultats de réponse fréquentielle sur un résonateur à 95 MHz , nous proposons de réaliser une étude de la variation de la tension de polarisation, sur la réponse fréquentielle d'un résonateur à plus basse fréquence, fonctionnant à 67 MHz .

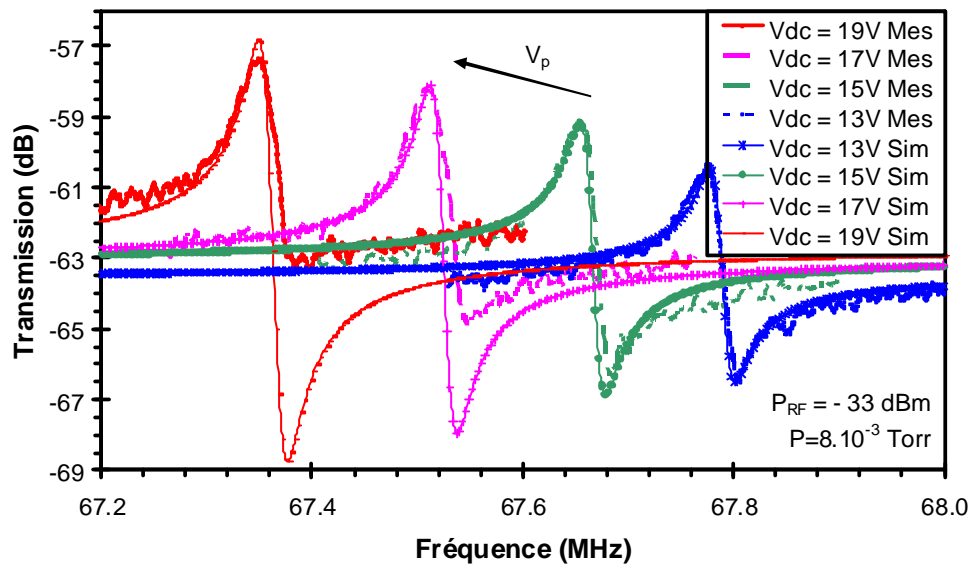


Figure 84 : Comparaison de la réponse fréquentielle d'une poutre bi-encastree à détection capacitive, par rapport à la simulation issue du modèle développé au §2.4, pour différentes tensions de polarisation ($L = 5.0\text{ }\mu\text{m}$, $w = 190\text{ nm}$, $h = 400\text{ nm}$ et $d_0 = 110\text{ nm}$)

La Figure 84 présente quatre courbes mesurées avec différentes tensions de polarisation, dans la gamme $13 - 19\text{ V}$, superposées avec les courbes simulées à l'aide du modèle capacitif.

Concernant les mesures, nous avons extrait le facteur de qualité, estimé à 1375, ainsi que la résistance motionnelle estimée à $R_m = 119 \text{ k}\Omega$, le tout à partir du modèle équivalent extrait de la même manière que dans le §4.4.2.1.

Au niveau du facteur de qualité, la valeur théorique exprimée par le modèle est de 1849, ce qui cette fois-ci, est supérieur à la mesure. Nous pouvons alors penser que, à la différence du §4.3.2.1, le fait que la poutre soit moins large permet de mieux couvrir les hypothèses de la poutre infiniment longue par rapport à sa section. Cependant, dans ce cas le modèle sous estime les pertes. De nouveau, nous concluons que la prédiction du facteur de qualité reste très délicate pour ce type de composant.

Au niveau de la résistance motionnelle, la valeur mesurée est près de trois fois supérieure à celle de la poutre du §4.4.2.1. Cela s'explique avec l'Équation 55 qui exprime la résistance motionnelle. De nombreux paramètres font en effet augmenter cette dernière dans le cas de cet exemple :

- Taille de l'entrefer : ce paramètre est au numérateur à la puissance quatre dans la formule, or, nous avons ici un entrefer de 110 nm contre 95 nm pour la structure précédente.
- Fréquence : ce facteur est au dénominateur dans la formule, or, nous avons ici 67 MHz contre 95 MHz pour la structure précédente.
- Facteur de qualité : ce facteur est au dénominateur, or, nous avons ici 1375 contre 2630 pour la structure précédente.
- Largeur de la poutre : ce facteur est au dénominateur et joue à la puissance deux, or, nous avons ici 190 nm contre 260 nm .

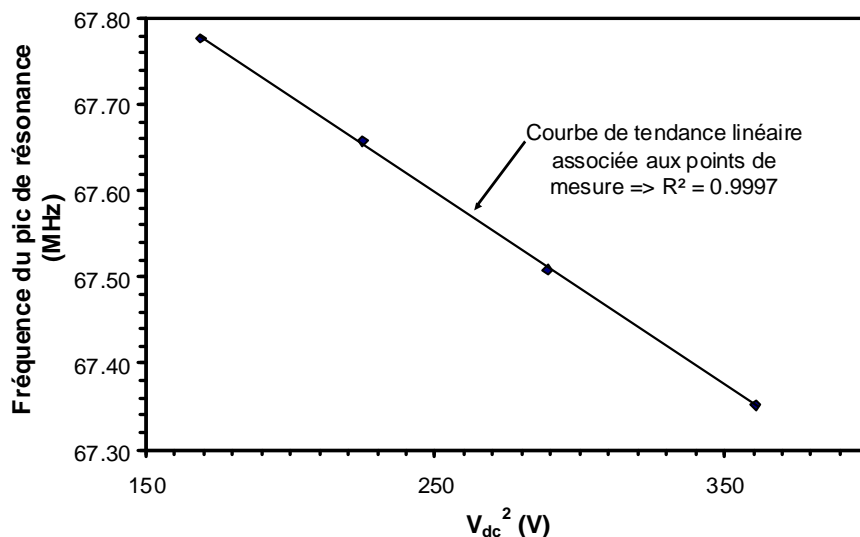


Figure 85 : Représentation des fréquences correspondant aux pics de résonance en fonction du carré de la tension de polarisation, pour les tensions de polarisation mesurées dans la Figure 84

Nous avons représenté sur la Figure 85 la fréquence des pics de résonance en fonction du carré de la tension de polarisation, à partir des mesures de la Figure 84. Cette courbe nous permet de vérifier la bonne corrélation des mesures avec l'Équation 84 (§2.3.5), donnant l'expression de la fréquence de résonance en fonction de la tension de polarisation, au carré dans la formule. Nous avons associé une courbe de tendance linéaire aux points reportés sur le graphe. Nous constatons que le coefficient de corrélation multiple R^2 est très proche de 1 ; ce qui confirme la très bonne corrélation entre les mesures et la formule analytique, au niveau de l'effet de la tension de polarisation, sur la fréquence de résonance des résonateurs.

Sur la Figure 84, les courbes simulées correspondent à des post-simulations réalisées précisément selon le protocole d'accord présenté dans le §4.4.2.1. Nous constatons que pour les tensions de polarisation les plus faibles, le modèle est en accord quasi parfait avec les mesures, que ce soit au niveau du pic de résonance, du pic d'antirésonance, que du bruit de plancher. Cela témoigne de la robustesse de la méthode d'accord se vérifiant sur plusieurs structures, et de la bonne description du modèle.

Notons que la corrélation entre simulations et mesures se dégrade au niveau de certains paramètres, lorsque la tension de polarisation augmente ; le phénomène est très visible sur la Figure 84. Par exemple, la description de la fréquence de résonance reste très bonne, quelle que soit la tension de polarisation appliquée. Le bruit de plancher est également en bon accord, du fait que nous ajustons la capacité de couplage à chaque tension de polarisation. Par contre, l'amplitude du pic de résonance, ainsi que sa largeur à mi-hauteur et le pic d'antirésonance, ne sont plus très bien décrits par le modèle lorsque la tension de polarisation dépasse 15 V. Pour que la description du modèle continue à coïncider avec les mesures, il aurait fallu changer légèrement le facteur de qualité à chaque tension de polarisation. Il semble en effet que le facteur de qualité se dégrade lorsque la tension de polarisation devient trop élevée. Cela peut s'expliquer par l'apparition des non-linéarités, que le modèle ne prend pas en compte.

4.4.2.3 Modes supérieurs d'une poutre

Nous avons vu dans le §1.3.5.1, qu'il est possible de faire fonctionner les résonateurs de type poutre bi-encastree selon leur mode fondamental, mais aussi selon leur troisième mode de résonance, sans aucun changement technologique.

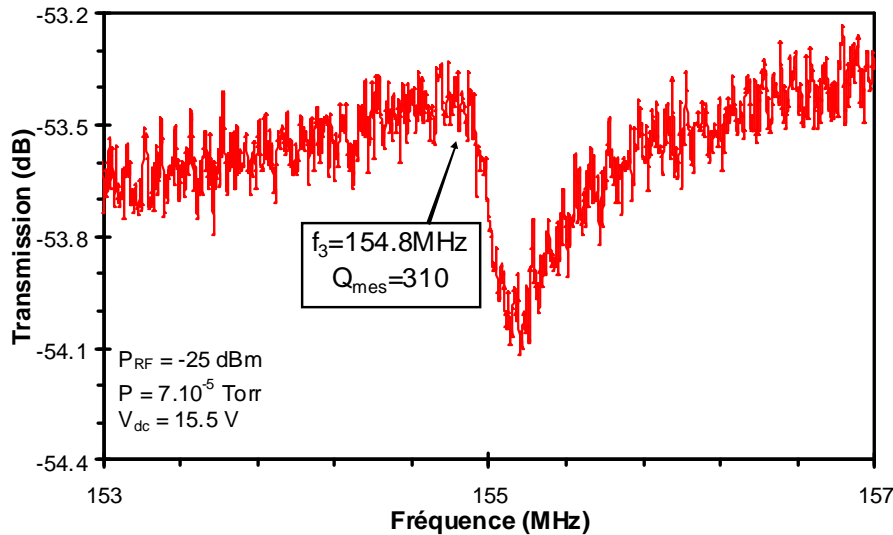


Figure 86 : Réponse fréquentielle d'une poutre bi-encastree selon son troisième mode de résonance
 ($L = 10 \mu m$, $w = 350 nm$, $h = 400 nm$ et $d_0 = 115 nm$)

Nous avons essayé de mesurer le troisième mode de résonance sur la poutre bi-encastree de la Figure 86. Nous avons commencé par mesurer le résonateur selon son premier mode de résonance, que nous avons obtenu à $29.7 MHz$, sous une polarisation de $15.5 V$. L'Équation 31 nous donne la formule de la fréquence de résonance du troisième mode, par rapport au premier, avec un facteur de 5.556 entre les deux. Pour trouver le pic de résonance, nous avons donc balayé le spectre autour de la valeur théorique de $165.0 MHz$. Nous avons également réalisé une simulation FEM avec Ansys, du même type que celle présentée dans la Figure 20 (§2.3.1.1). Cette dernière nous a donné une fréquence de résonance de $156.9 MHz$.

Finalement, nous avons observé la courbe de résonance de la Figure 86 à $154.8 MHz$, en accord avec la formule analytique et la simulation Ansys, même si nous constatons une différence entre simulation, calcul et mesure plus grande que sur le premier mode de résonance.

Nous notons un pic de résonance de faible amplitude et un facteur de qualité dégradé par rapport au premier mode. Cette mesure prouve que l'utilisation d'un ordre supérieur de vibration est possible théoriquement, mais risque de ne trouver que difficilement des applications industrielles.

4.4.2.4 Non-linéarités

Nous avons évoqué l'effet de non-linéarités sur le comportement des résonateurs dans le §2.3.4. Compte tenu des problèmes générés par la présence de non-linéarités, nous avons conclu qu'il était préférable de rester dans le domaine linéaire lors des caractérisations, et qu'ainsi nous pouvons nous affranchir de les modéliser. Nous avons malgré tout souhaité observer l'effet des non-linéarités sur la réponse fréquentielle d'une poutre bi-encastree, excitée volontairement trop fortement pour mettre en évidence le phénomène.

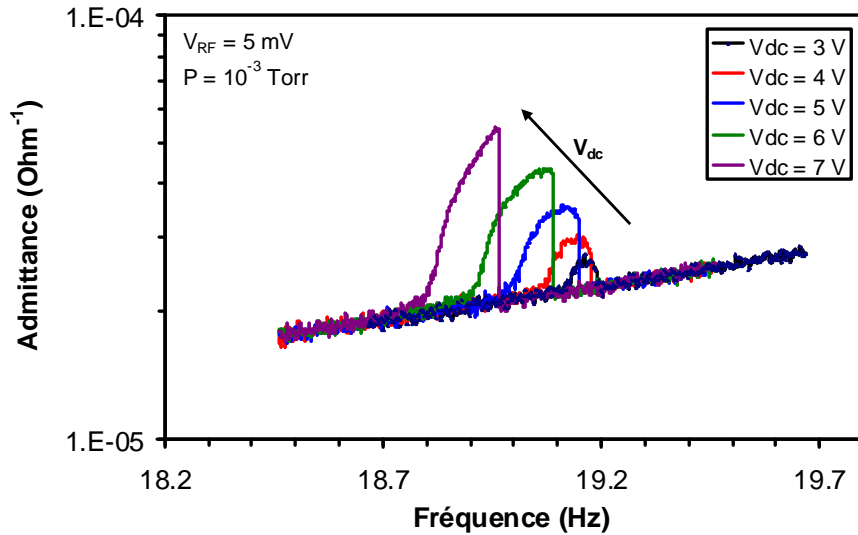


Figure 87 : Réponse fréquentielle d'une poutre bi-encastree à détection capacitive, pour différentes tensions de polarisation ($L=9.76 \mu m$, $w=210 nm$, $h=400 nm$ et $d_0=102 nm$)

La Figure 87 présente la réponse en fréquence d'une poutre bi-encastree, mesurée à l'aide d'un impédancemètre. Cela nous permet d'observer les pics de résonance en représentant non pas la transmission, comme pour les mesures avec l'analyseur de réseau, mais l'admittance liée au résonateur en fonction de la fréquence. Nous avons volontairement choisi un résonateur de faible rigidité, présentant une tension de pull-in théorique autour de $14 V$, dans le but de faire apparaître les non-linéarités plus facilement. Pour cela, nous pouvons soit augmenter la tension d'excitation alternative, soit la tension de polarisation. Nous avons choisi de faire varier la tension de polarisation en imposant directement une tension alternative assez forte, afin d'observer les non-linéarités rapidement.

Nous pouvons observer sur la Figure 87 que les non-linéarités sont visibles dès lors que la tension de polarisation est supérieure à $V_{dc}=5 V$. Le pic de résonance est en effet coupé brutalement, ce qui est d'autant plus visible que nous augmentons la tension de polarisation. Cet effet est conforme aux courbes schématiques présentées dans la Figure 26 (§2.3.4.1).

4.4.3 Résonateurs à détection MOS

4.4.3.1 Comparaison mesure et modèle sur un exemple de résonateur

De même que nous avons comparé le modèle avec la mesure d'un résonateur à détection capacitive, nous proposons maintenant de comparer le modèle du LRSG MOSFET (§2.5) avec la réponse dynamique d'un résonateur à détection MOS. Pour cela, nous avons réalisé les courbes statiques $I(V)$, telles que présentées

dans le §4.3.3, pour le transistor de détection du résonateur choisi pour la démonstration. Nous avons extrait les points de fonctionnement statiques de ces courbes, afin d'optimiser la détection et de déterminer la résistance de fuite équivalente du transistor. Nous l'avons alors intégré dans le modèle pour qu'il soit en parfait accord avec les mesures statiques.

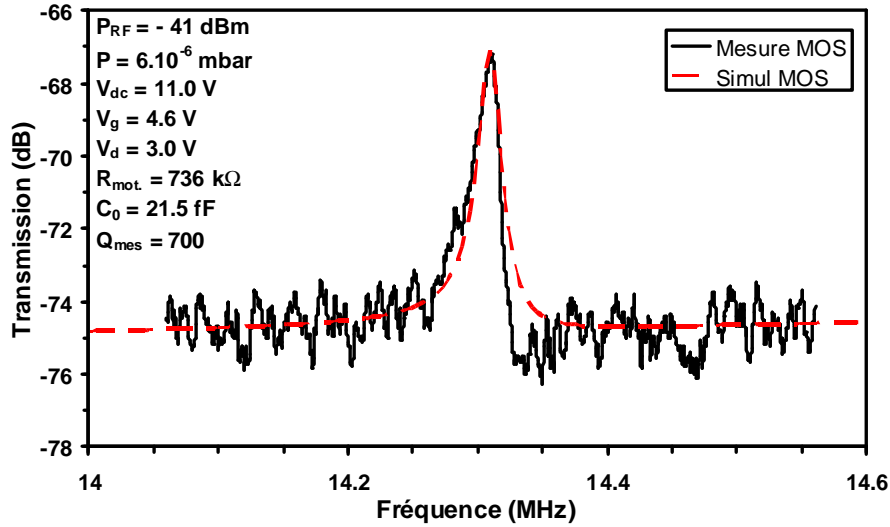


Figure 88 : Comparaison de la réponse fréquentielle d'une poutre bi-encastree à détection MOS, par rapport à la post-simulation issue du modèle du LRSF MOSFET développé au §2.5 ($L = 10 \mu m$, $w = 165 nm$, $h = 400 nm$ et $d_0 = 120 nm$)

La Figure 88 présente une comparaison de la réponse fréquentielle d'un résonateur à détection MOS, obtenue en mesure et en simulation avec le modèle du LRSF MOSFET. Afin d'arriver au bon accord entre modèle et simulation, nous avons, comme pour le modèle à détection capacitive, réalisé des post-simulations suivant le même protocole que celui décrit dans le §4.4.2.1.

Ainsi, nous avons commencé par ajuster la largeur de la poutre afin de faire correspondre la fréquence de résonance. Pour ce faire, nous avons entré une largeur de poutre de $w = 171 nm$, au lieu des $165 nm$ mesurés sur la photographie MEB. Cet écart est raisonnable compte tenu de la précision de mesure de telles dimensions au MEB, et du fait que la mesure dimensionnelle a été réalisée en vue de dessus. Or, les résonateurs à détection MOS, contrairement à ceux à détection capacitive, ont été implantés avec un profil de dopants dépendant de la profondeur (cf. Figure 58, §3.3.1.2). Lors de la libération des structures, la gravure étant légèrement dépendante du niveau de dopants, les zones les plus dopées ont moins résisté à la libération. De ce fait, la poutre se retrouve avec une section trapézoïdale plutôt que rectangulaire, présentant une dimension latérale sur le dessus légèrement inférieure à sa dimension sur le bas. Ce profil particulier, ainsi que la difficulté pour le mesurer, justifie cet écart au niveau de la fréquence.

Nous avons ensuite ajusté le bruit de plancher après extraction de la capacité équivalente de couplage entrée-sortie (C_0), correspondant à la structure mesurée.

Enfin, nous avons modifié le facteur de qualité du modèle, en entrant la valeur extraite des mesures, afin que ce dernier soit en adéquation avec la réalité.

La courbe post-simulée, superposée à la courbe mesurée, est présentée sur la Figure 88. Nous constatons un très bon accord, à la fois sur la fréquence et sur bruit de plancher. Nous observons également un bon accord sur le niveau de courant à la résonance.

En conclusion, le bon accord entre mesures et post-simulations permet de valider notre modèle. Il prédit bien le comportement du transistor et intègre correctement les problèmes liés à la réalisation technologique, tels que la résistance de fuite du transistor.

4.4.3.2 Influence de la tension de polarisation

Nous avons réalisé des mesures en faisant varier la tension de polarisation sur le résonateur à détection MOS présenté dans le §4.4.3.1. L'objectif des mesures est de valider que le comportement du résonateur, en fonction de la tension de polarisation, est bien identique quel que soit le mode de détection.

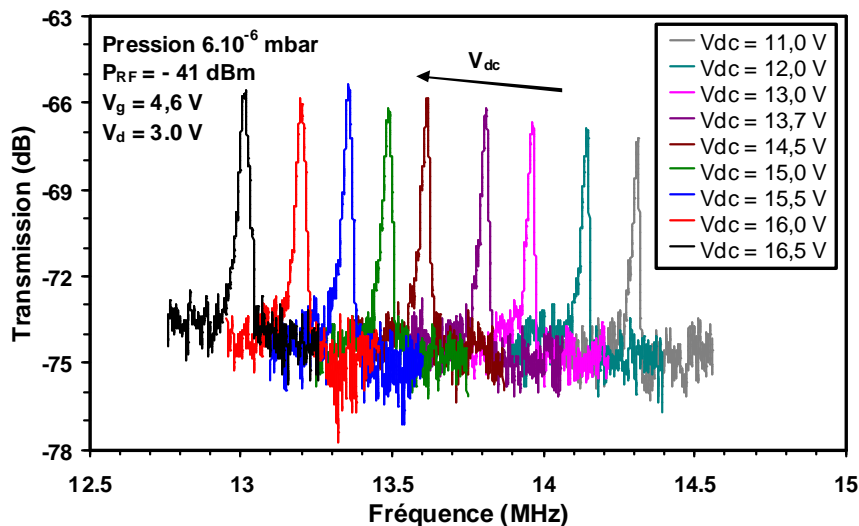


Figure 89 : Étude d'une variation de la tension de polarisation sur la réponse fréquentielle d'une poutre bi-encastrée à détection MOS, en mesure ($L=10\ \mu\text{m}$, $w=165\ \text{nm}$, $h=400\ \text{nm}$ et $d_0=120\ \text{nm}$)

La Figure 89 présente une étude de la variation de la tension de polarisation sur la fréquence de résonance d'un résonateur à détection MOS. Pour réaliser l'étude, nous n'avons fait varier que la tension de polarisation, et maintenu les paramètres de fonctionnement du transistor (V_g et V_d) à l'identique. Les courbes présentées montrent une variation négative de fréquence de résonance, dès lors que nous augmentons la tension de polarisation. Cela était également le cas pour les résonateurs à détection capacitive (cf. Figure 84, §4.4.2.2).

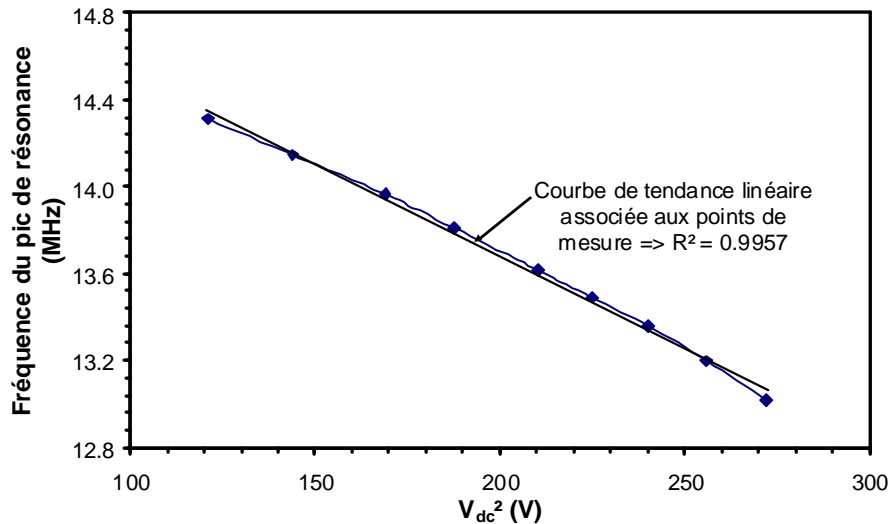


Figure 90 : Représentation des fréquences correspondant aux pics de résonance en fonction du carré de la tension de polarisation, pour les tensions de polarisation mesurées dans la Figure 89

La Figure 90 présente l'évolution de la fréquence de résonance de la poutre bi-encastree de la Figure 89, en fonction du carré de la tension de polarisation. Cette courbe nous permet de vérifier la bonne corrélation des mesures avec l'Équation 84 (§2.3.5), donnant l'expression de la fréquence de résonance en fonction de la tension de polarisation, au carré dans la formule. Nous avons associé une courbe de tendance linéaire aux points reportés sur le graphe. Nous pouvons constater que le coefficient de corrélation multiple R^2 est très proche de 1. Cela confirme la bonne corrélation entre les mesures et la formule analytique.

Pour conclure, le comportement lié à une variation de tension de polarisation d'une poutre bi-encastree est identique, quel que soit le mode de détection utilisé. Notons quand même un profil légèrement incurvé pour la courbe de la Figure 90, qui montre que la détection MOS influe légèrement sur le comportement du résonateur. Nous attribuons cette variation à la présence des tensions de grille et de drain, qui peuvent jouer très légèrement sur le bilan global de la polarisation présente sur la poutre. Nous verrons par exemple, dans le §4.4.3.3 et le §4.4.3.4, qu'une variation de tension de drain perturbe le bilan de polarisation de la poutre.

4.4.3.3 Influence de la tension de grille

Nous avons étudié l'influence de la tension de grille sur la réponse en fréquence du résonateur à détection MOS du §4.4.3.1. Le but est de valider que nous avons bien une variation de l'amplitude du pic de résonance en accord avec le type de variation prédit par le modèle, comme illustré dans la Figure 52 (§ 2.5.4.2). Nous pouvons y constater qu'il existe une tension de grille donnant un pic de détection ayant une amplitude maximale.

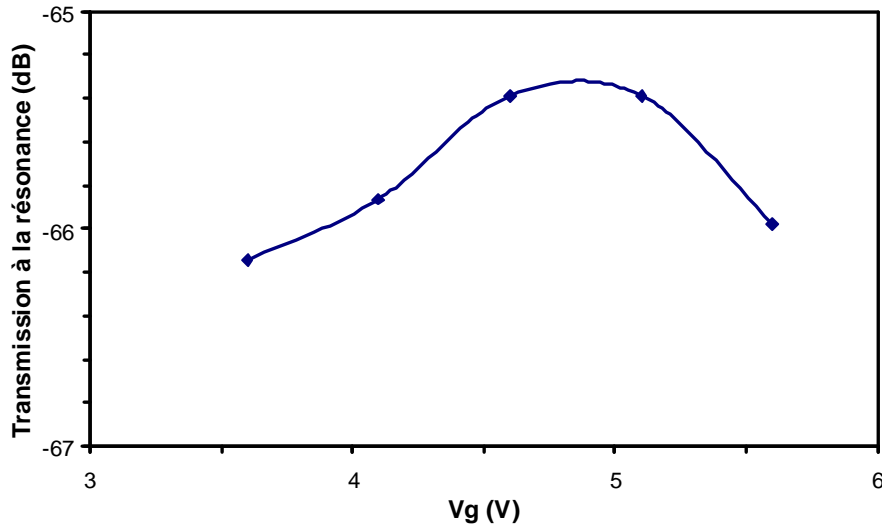


Figure 91 : Etude de l'effet d'une variation de la tension de grille sur l'amplitude du pic de résonance d'une poutre bi-encastée à détection MOS, obtenue en mesure ($L=10\ \mu m$, $w=165\ nm$, $h=400\ nm$ et $d_0=120\ nm$)

La Figure 91 présente quelques mesures de l'amplitude du pic de résonance en fonction d'une variation de tension de grille. Nous constatons qu'effectivement, il existe bien une tension permettant d'avoir un maximum de détection. Cette tension se situe à $V_g=4.85\ V$, pour une tension de polarisation fixée à $V_d=3\ V$.

Notons que la Figure 91 ne présente pas l'évolution de la fréquence de résonance liée à une variation de tension de grille. Or, le fait de changer la tension de grille modifie la polarisation globale agissant sur la poutre, donc modifie également l'amplitude et la fréquence du pic de résonance.

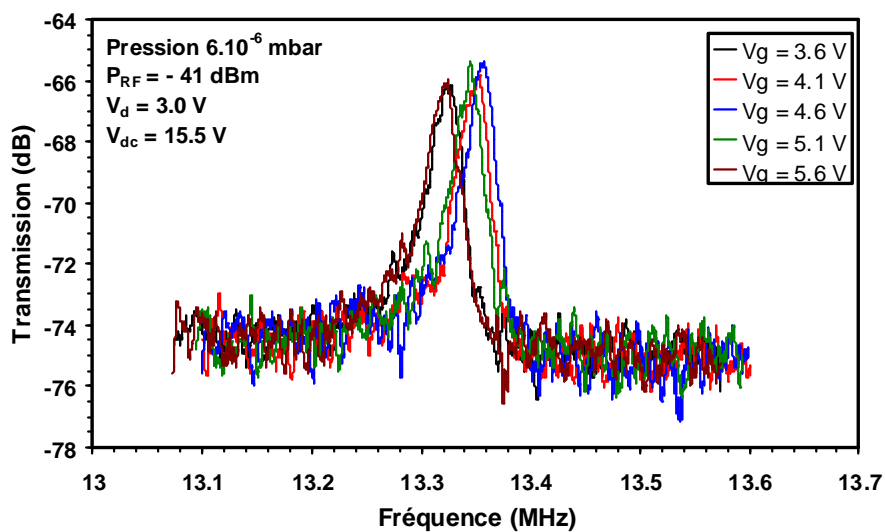


Figure 92 : Etude de l'effet d'une variation de la tension de grille sur la réponse fréquentielle d'une poutre bi-encastée à détection MOS ($L=10\ \mu m$, $w=165\ nm$, $h=400\ nm$ et $d_0=120\ nm$)

La Figure 92 présente une étude de l'effet de la tension de grille sur la fréquence de résonance d'une poutre bi-encastree à détection MOS. Nous constatons une variation non négligeable de 0.25 % de la fréquence de résonance lorsque V_g varie de 3.6 à 5.6 V. Par contre, nous nous attendions à ce que la tension de grille influe sur la polarisation globale du résonateur, de sorte que la variation de la fréquence de résonance soit proportionnelle au carré de la tension de grille. Nous n'observons pas ce phénomène sur la Figure 92. Une explication pourrait être liée aux phénomènes de charges, présents sur les courbes $I(V)$ mesurées dans le §4.3.5, vu que nous n'avons pas réalisé ces mesures « dans la foulée », mais plutôt à plusieurs jours d'intervalles. La conclusion est qu'il est très important pour ces premiers dispositifs de réaliser les mesures à la suite, afin de s'assurer d'étudier de manière comparative le bon comportement des résonateurs. C'est ce que nous avons fait lors de l'étude de l'effet de la polarisation dans le §4.4.3.2, qui a donné des résultats en bon accord par rapport à nos attentes.

4.4.3.4 Influence de la tension de drain

Après avoir observé l'influence de la tension de grille sur la réponse fréquentielle du résonateur à détection MOS, nous souhaitons étudier l'influence de la tension de drain.

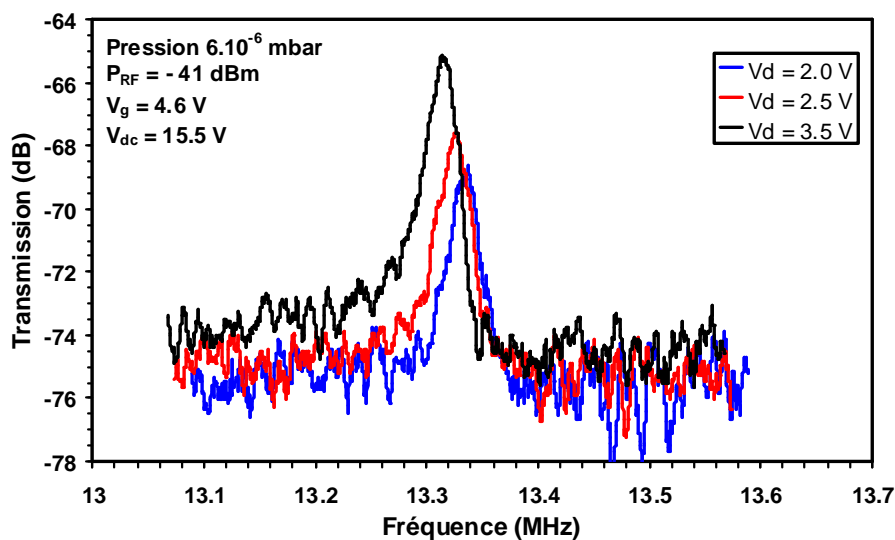


Figure 93 : Etude d'une variation de la tension de drain sur la réponse fréquentielle d'une poutre bi-encastree à détection MOS ($L = 10 \mu m$, $w = 165 nm$, $h = 400 nm$ et $d_0 = 120 nm$)

La Figure 93 présente une étude de l'influence de la tension de drain sur la réponse fréquentielle d'un résonateur à détection MOS. Nous observons deux phénomènes : une variation de l'amplitude du pic de résonance et une variation de la fréquence de résonance.

Concernant l'amplitude du pic, elle augmente avec la tension de la polarisation. Cela semble en accord avec la courbe de la Figure 52 (b), qui prédit une variation du pic de résonance lors d'un balayage de la tension de drain. Nous n'avons malheureusement pas réalisé assez de courbes pour pouvoir reproduire le graphique de

la Figure 52 (b). Par rapport à l'évolution observée sur nos points de mesure, nous pensons que le maximum d'amplitude du pic de courant pourrait être obtenu pour une tension de seuil supérieure à 3.5 V .

Concernant la variation de la fréquence de résonance, nous nous attendions à observer une élévation de celle-ci, lors d'une augmentation de la tension V_d . En effet, lorsque nous augmentons la tension V_d , tout en restant sous la tension de grille fixée à $V_g = 4.6\text{ V}$, la différence de potentiel entre la grille et son électrode de détection (transistor) diminue. Cela correspond à une baisse de la tension de polarisation globale de la poutre, qui normalement, se traduit par une augmentation de la rigidité de la poutre (Équation 84), donc une augmentation de sa fréquence de résonance. Or, nous observons plutôt une baisse de la fréquence de résonance, signifiant que la rigidité baisse en élevant la tension de drain. D'autres phénomènes que la tension de polarisation entrent certainement en jeu et font abaisser la rigidité de la poutre. Nous pensons par exemple aux phénomènes de charges, déjà évoqués dans le §4.4.3.3, comme pouvant être une cause probable.

4.4.4 Comparaison détection capacitive et MOS

Nous venons d'étudier différents résonateurs à détection capacitive et par transistor MOS. Nous souhaitons maintenant comparer les deux types de détection sur un même résonateur, de la même façon que la comparaison réalisée dans le §2.6 en simulation. Pour cela, nous proposons d'une part, d'utiliser les résultats de mesure de la poutre bi-encastée présentée dans la Figure 88 (§4.4.3.1), mesurée en détection MOS selon le montage associé présenté dans la Figure 82 (a). D'autre part, nous proposons de réaliser les mesures en détection capacitive, sur la même structure, en utilisant le montage associé présenté dans la Figure 82 (a).

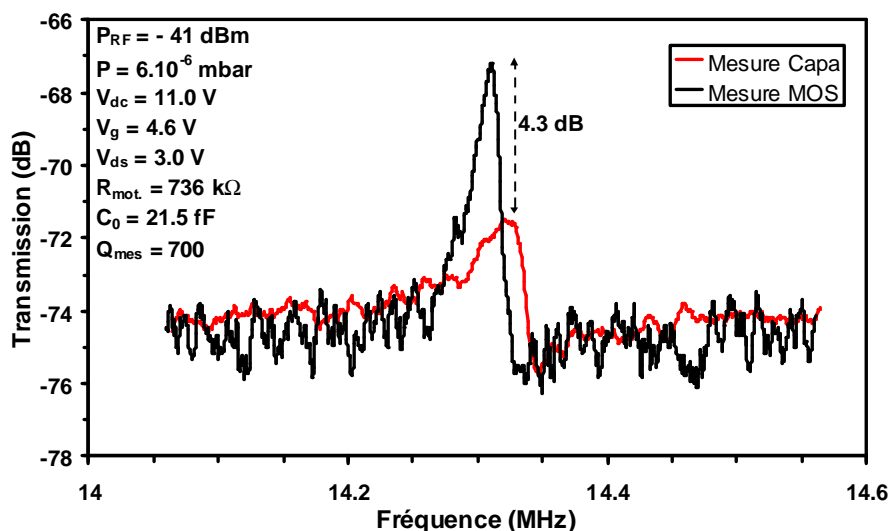


Figure 94 : Comparaison des courbes de résonance d'une poutre bi-encastée à détection capacitive et MOS, en mesure ($L = 10\text{ }\mu\text{m}$, $w = 165\text{ nm}$, $h = 400\text{ nm}$ et $d_0 = 120\text{ nm}$)

La Figure 94 présente la superposition des réponses en fréquence d'une poutre, mesurée en détection capacitive et en détection MOS. Comme le montrent les courbes, l'amplitude du pic de résonance est nettement supérieure dans le cadre de la détection MOS, avec une amplitude de pic 3.13 fois plus importante qu'avec la détection capacitive. L'apport en termes de détection est donc démontré.

Nous constatons également sur les courbes, que les fréquences de résonance sont légèrement différentes pour les deux types de mesure. Nous attribuons cette différence à la polarisation globale de la poutre : celle-ci diffère légèrement, du fait de la présence des tensions de grille et de drain, modifiant le bilan des forces agissant sur la poutre. Nous avons évoqué ce phénomène précédemment dans les §4.4.3.2 à 4.4.3.4. Il aurait fallu légèrement ajuster la tension de polarisation de l'une ou l'autre des mesures, afin de faire correspondre les pics de résonance parfaitement en fréquence.

En conclusion, nous venons de montrer l'apport de la détection MOS par rapport à la détection capacitive. Nous n'avons malheureusement pas pu réaliser une mesure au point optimum de fonctionnement, tel que préconisée dans le §2.5.4.2, au niveau des tensions de grille et de drain. Par exemple, au niveau de la tension de grille, la mesure a été réalisée à $V_g = 4.6\text{ V}$, alors que la tension de grille optimale obtenue à partir de la Figure 91 préconisait $V_g = 4.85\text{ V}$. Une telle optimisation aurait certainement permis de montrer une détection MOS bien plus performante que la démonstration présentée. Enfin, nous avons montré précédemment dans le §4.3.3, que les transistors de détection souffrent de problèmes de charges, ainsi que de fuites de courant, ce qui ne permet pas d'utiliser tout leur potentiel.

4.4.5 Mesures en mixage fréquentiel

4.4.5.1 Problématiques et état de l'art

Les mesures dynamiques des résonateurs réalisées jusque là, ont été menées exclusivement à l'aide d'un analyseur de réseau, tel que présenté dans le montage de la Figure 82. Ces mesures ont de plus été réalisées en 1 port, du fait de la géométrie des résonateurs ne permettant pas la mise en place de mesures 2 ports. En conséquence, les réponses en fréquence ont été perturbées par la présence de la capacité de couplage C_0 , à l'origine de l'apparition de l'antirésonance et de l'augmentation du bruit de plancher (cf. §2.3.8).

L'extraction du facteur de qualité des structures a donc été réalisée à partir de l'extraction des paramètres du circuit équivalent du résonateur, car la mesure directe sur les courbes était perturbée par la présence de l'antirésonance.

Afin de s'affranchir des phénomènes liés à l'antirésonance, certains groupes ont proposé des nouvelles techniques de mesure dynamique, comme par exemple dans [108]. Dans un premier temps, les auteurs comparent une technique de mesure 1 port à une technique 2 ports, puis dans un second temps, ils proposent une technique de mesure par mixage fréquentiel, plus complexe à mettre en œuvre. Les conclusions de la

publication sont que la technique de mixage fréquentiel est celle qui permet d'obtenir le pic de résonance ayant le maximum d'amplitude et étant le mieux défini. La capacité de couplage entrée-sortie est fortement diminuée. Ainsi, la mesure du facteur de qualité de la structure est plus précise qu'avec les autres techniques de mesure, donnant des valeurs plus élevées.

Le mixage est donc bien adapté pour la mesure de prototypes d'étude, car elle permet de remonter plus facilement aux paramètres mécaniques du résonateur. Cependant, si nous souhaitons réaliser une fonction à partir de nos résonateurs, nous ne pourrons pas nous affranchir de la capacité de couplage, présente physiquement. Il est donc important de considérer cette technique uniquement comme une aide à la caractérisation.

4.4.5.2 Montage et description de la mesure

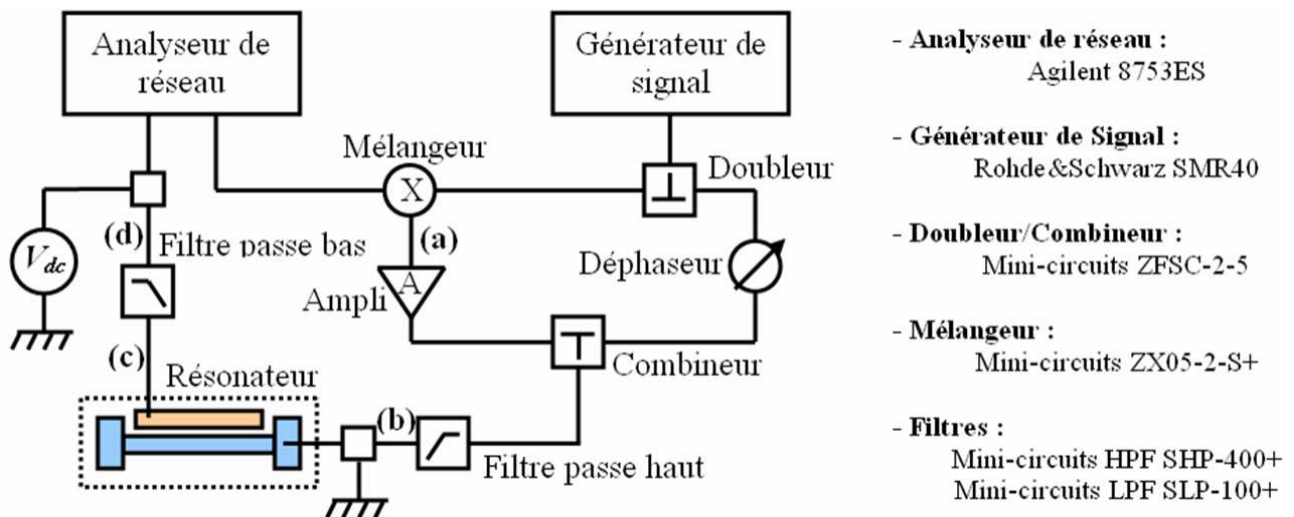


Figure 95 : Schéma de montage pour les caractérisations électriques en mixage fréquentiel sur les résonateurs à détection capacitive

La Figure 95 présente le schéma de montage que nous avons utilisé pour les mesures en mixage fréquentiel. Ce schéma est basé sur celui présenté dans [108]. Nous l'avons cependant adapté à la mesure de nos composants et au matériel de caractérisation disponible.

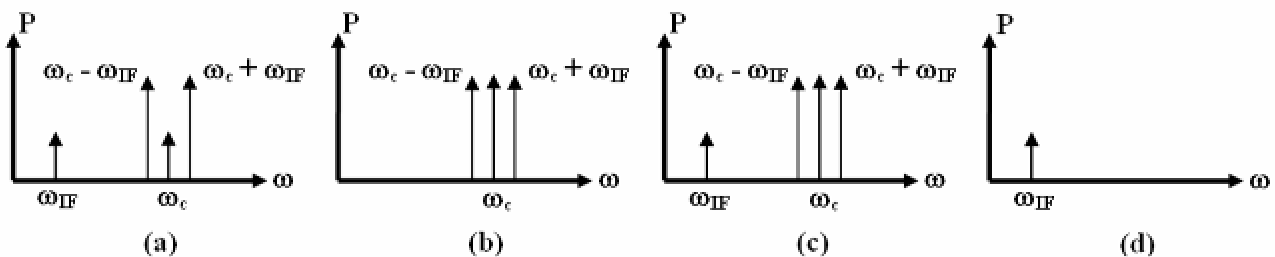


Figure 96 : Réponses fréquentielles des signaux en différents points du circuit de la Figure 95

La Figure 96 présente schématiquement les spectres en puissance des signaux dans le circuit de la Figure 95, en différents points. Le signal de la porteuse, noté ω_c , a été fixé à 800 MHz pour toutes les mesures. Cela correspond à une fréquence compatible avec les gammes de fonctionnement des autres composants du circuit (mélangeur, doubleur, amplificateur, combineur, filtre passe haut). Quant au signal de fréquence intermédiaire, noté ω_{IF} , il correspond à l'excitation du résonateur autour de sa fréquence de résonance. La seule limitation en termes de fréquence au niveau de ce signal est liée au filtre passe bas, qui présente une fréquence de coupure de 100 MHz .

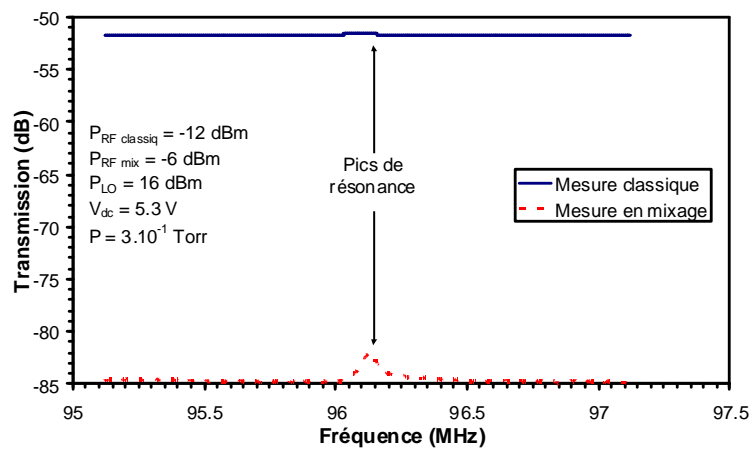
Nous proposons de décrire la méthode de mesure à l'aide des figures précédentes :

- Nous commençons par dédoubler le signal de la porteuse, issu du générateur de signaux. Le but est de conserver une partie de ce signal pour pouvoir le réinjecter par la suite dans le circuit, afin d'ajuster le niveau de signal de la porteuse par rapport aux raies latérales. Notons la présence d'un déphaseur dans la branche dédoublée, afin d'ajuster la phase du signal dédoublé par rapport à celle du signal principal. Nous nous plaçons alors dans une configuration d'excitation optimale pour le résonateur.
- Ensuite, le signal d'excitation, issu de l'analyseur de réseau, est mélangé avec le signal principal de la porteuse. Le spectre obtenu est alors celui de la Figure 96 (a), sur lequel nous retrouvons le signal d'excitation à ω_{IF} , ainsi que le signal de la porteuse à ω_c . Notons l'apparition de deux raies latérales à $\omega_c - \omega_{IF}$ et $\omega_c + \omega_{IF}$, issues de la transposition du signal d'excitation autour de la porteuse.
- Puis, nous avons amplifié le signal en sortie du mélangeur, afin d'augmenter le niveau d'excitation du résonateur. Notons que lors de cette mesure, la tension de polarisation n'intervient pas pour l'excitation du résonateur. Il faut alors augmenter considérablement les niveaux de signaux pour que l'excitation du résonateur soit identique à celle présente dans le cadre de mesures classiques.
- Ensuite, nous avons combiné le signal sortant de l'amplificateur avec le signal issu du déphaseur. Nous avons alors filtré le signal obtenu à l'aide d'un filtre passe haut, dont la fréquence de coupure se situe à 400 MHz . Le signal obtenu est celui de la Figure 96 (b). Nous pouvons constater que le filtre a permis de couper la composante à ω_{IF} ; l'idée étant de retirer cette composante du spectre pour qu'elle n'interfère pas sur la mesure du pic de résonance. Enfin, la combinaison des signaux a permis d'amplifier le signal de la porteuse, qui se trouve maintenant au même niveau que les raies latérales, permettant alors d'obtenir une excitation optimale pour le résonateur.
- Le signal traverse alors le résonateur. Les non-linéarités liées à la transduction capacitive vont mélanger le signal de la porteuse avec ceux des raies latérales, ce qui va créer une force électrostatique permettant d'exciter le résonateur. Ce dernier va générer le signal à ω_{IF} du fait de sa résonance mécanique, comme le montre le spectre de la Figure 96 (c) en sortie du résonateur.
- Enfin, le signal issu du résonateur traverse un filtre passe bas, présentant une fréquence de coupure de 100 MHz . L'objectif consiste à ne garder que la composante basse fréquence du signal et à couper le

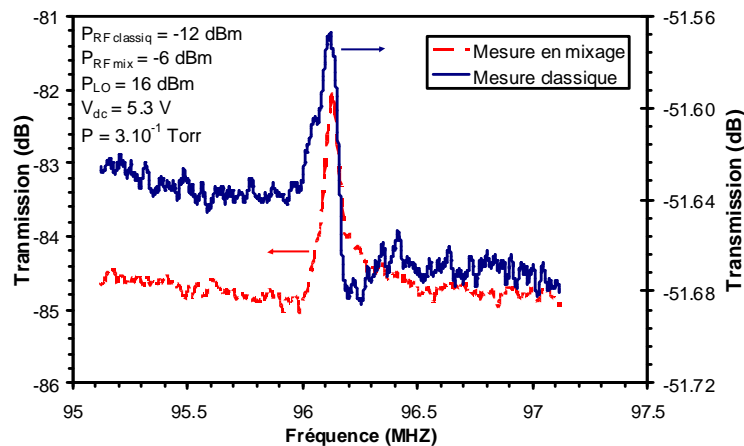
signal de la porteuse, ainsi que les raies latérales. La Figure 96 (d) montre qu'effectivement, seule la composante générée par le résonateur reste présente après filtrage.

Notons que nous avons ajouté des T de polarisation dans le circuit de la Figure 95, afin de contrôler la polarisation du résonateur. Côté poutre, nous avons maintenu une polarisation nulle et côté électrode de détection, nous avons mis une polarisation égale à celle des mesures classiques. L'ajout de ces tensions sert à créer une différence de potentiel pour permettre la détection, mais aussi à fixer la même fréquence de résonance quel que soit le type de détection, puisque la poutre verra toujours la même tension de polarisation.

4.4.5.3 Mesures



(a) Echelle d'ordonnées commune



(b) Echelles d'ordonnées séparées

Figure 97 : Comparaison des réponses fréquentielles d'une poutre bi-encastree en silicium monocristallin, mesurée classiquement et en mixage ($L = 4.9 \mu m$, $w = 263 nm$, $h = 400 nm$ et $d_0 = 95 nm$)

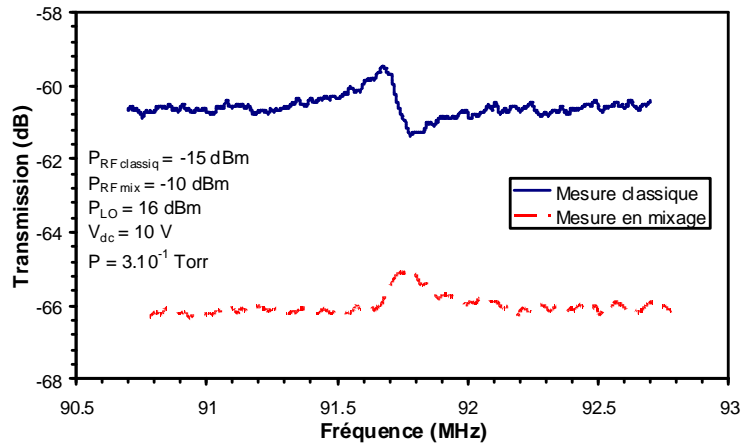
La Figure 97 présente une comparaison des réponses fréquentielles d'une poutre bi-encastree, mesurée par une méthode 1 port classique, ainsi qu'en mixage fréquentiel.

Premièrement, nous observons une différence très importante au niveau du bruit de plancher. La mesure classique présente un niveau de plancher très supérieur à la mesure en mixage. Nous expliquons cela par le

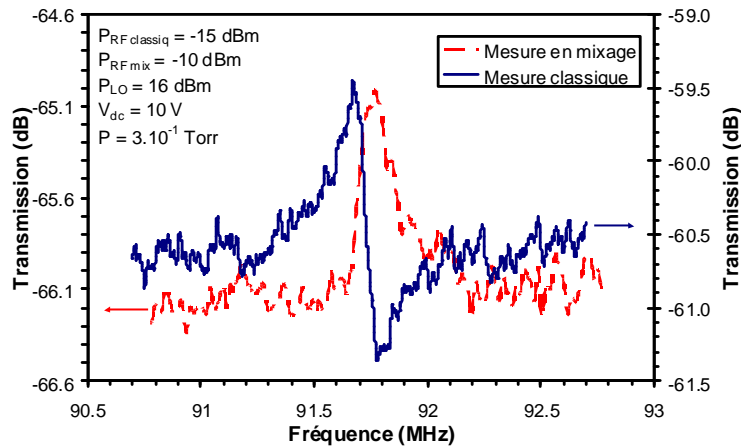
fait que la mesure en mixage a permis de s'affranchir de la capacité de couplage entrée-sortie, responsable du niveau de plancher pour nos résonateurs (cf. §2.3.8). Notons que le niveau de plancher peut être ajusté dans la mesure en mixage, en jouant sur le déphaseur. Pour les mesures, nous avons fixé la phase afin d'obtenir un maximum d'amplitude pour le pic de résonance.

Deuxièmement, nous constatons que l'amplitude du pic de résonance est très inférieure en mesure classique, avec seulement 0.1 dB contre 2.38 dB pour la mesure en mixage. Cette différence permet d'obtenir un pic de résonance très bien défini, qui de plus n'est pas déformé par la présence d'une antirésonance.

Nous avons extrait le facteur de qualité à partir des courbes, pour chaque type de mesure. Nous avons relevé un facteur de qualité de 1370 avec la mesure en mixage, et 1070 avec la mesure classique, soit 22 % de différence. Nous constatons que le facteur de qualité est plus élevé pour le mesure en mixage, probablement du fait que le pic est mieux défini. Ce dernier est en effet moins perturbé par l'antirésonance et par l'effet de la capacité parasite. Cette tendance est en accord avec les expériences du même type, menées dans [108].



(a) Echelle d'ordonnées commune



(b) Echelles d'ordonnées séparées

Figure 98 : Comparaison des réponses fréquentielles d'une poutre bi-encastée en silicium monocristallin, mesurée classiquement et en mixage ($L = 4.9\text{ }\mu\text{m}$, $w = 250\text{ nm}$, $h = 400\text{ nm}$ et $d_0 = 95\text{ nm}$)

La Figure 98 présente une étude identique à la Figure 97, mais sur un résonateur différent. Cette fois-ci, nous n'avons pas réussi à optimiser la phase pour obtenir un maximum d'amplitude de détection. L'intérêt de la Figure 98 réside dans le fait que l'antirésonance est plus marquée que sur le résonateur précédent, en mesure classique. Nous pouvons alors d'autant plus observer la disparition du pic d'antirésonance lors de la mesure en mixage, preuve que ce type de mesure permet de s'affranchir du problème de la capacité d'entrée-sortie. Enfin, de même que précédemment, le facteur de qualité mesuré est supérieur pour la mesure en mixage, avec 740 contre 700 pour la mesure classique, bien que l'écart soit moins important que pour le résonateur précédent (6 %).

4.4.5.4 Conclusion

Nous avons réussi à mesurer les résonateurs à détection capacitive en utilisant une technique de mixage fréquentiel en 1 port. Nous avons montré le potentiel de la technique qui permet d'une part de s'affranchir de la capacité de couplage d'entrée-sortie, et d'autre part, d'amplifier l'amplitude des pics de résonance. Ces améliorations ont permis d'obtenir des pics de résonance mieux définis, facilitant alors l'extraction des paramètres tels que le facteur de qualité.

Cependant, outre la complexité de mise en œuvre de la technique de mesure, le mixage a soulevé quelques problèmes. D'une part, nous avons constaté que les caractérisations en mixage ne sont pas plus faciles à réaliser que celles en mesure classique. En effet, la caractérisation en mixage permet d'abaisser considérablement le bruit de plancher, au détriment de l'amplitude du bruit qui augmente. Par exemple, nous avons observé un bruit de plancher inférieur à $0.1 \text{ dB} @ -60 \text{ dB}$, contre $2 \text{ dB} @ -85 \text{ dB}$ sans intégration. Ces valeurs de bruit sont du même ordre de grandeur que le pic à mesurer, quelle que soit la méthode de mesure. D'autre part, n'ayant pas pu consacrer un temps conséquent au développement de la mesure, il est fort probable que nous puissions l'améliorer en étudiant précisément l'effet de la phase, de l'amplitude des signaux d'entrée..., sur la réponse fréquentielle du résonateur.

Enfin, les mesures en mixage fréquentiel ne remettent pas en cause l'intérêt de la détection MOS. D'une part, la détection MOS permet de réduire l'antirésonance, mais permet surtout d'amplifier le signal et de faire sortir le pic du bruit, plus efficacement qu'avec le mixage fréquentiel, car ce dernier permet d'amplifier l'amplitude du pic, au détriment du bruit qui augmente. D'autre part, les mesures en mixage sont très complexes à mettre en œuvre et incompatibles avec l'utilisation du résonateur dans une fonction, alors que la détection MOS est simple à mettre en œuvre et s'avère compatible avec l'intégration du résonateur dans une fonction.

4.4.6 Influence de l'environnement sur le fonctionnement des résonateurs

4.4.6.1 Effet de la pression

Nous avons évoqué l'effet des pertes par amortissement dans l'air dans le § 1.3.4.1. impliquant la nécessité de travailler exclusivement sous vide, de façon à pouvoir les négliger. Nous avons réalisé une étude de l'effet de l'amortissement dans l'air sur le résonateur de la Figure 84, afin de quantifier à partir de quel niveau de vide nous pouvons considérer que les pertes d'amortissement dans l'air sont effectivement négligeables.

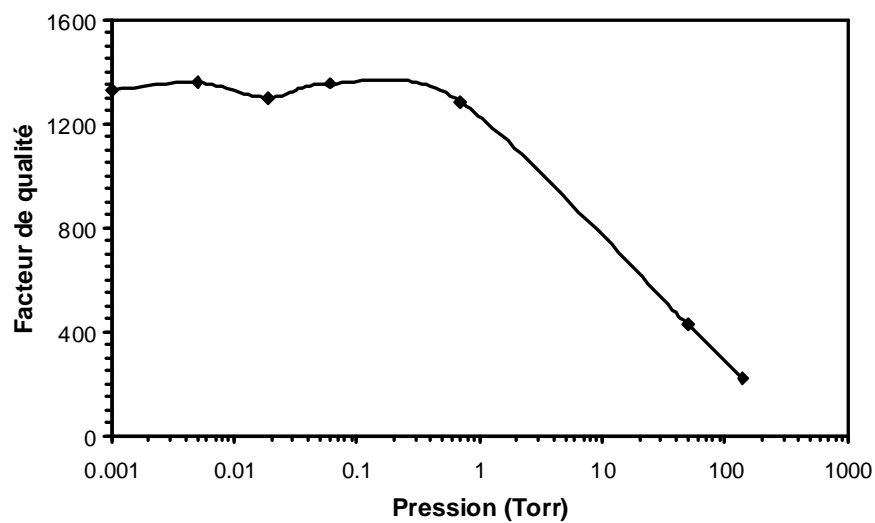


Figure 99 : Etude de l'effet du comportement en pression d'une poutre bi-encastree à détection capacitive ($L = 5.0 \mu m$, $w = 190 nm$, $h = 400 nm$ et $d_0 = 110 nm$)

La Figure 99 présente une étude de l'évolution du facteur de qualité en fonction de la pression de l'enceinte de mesure. Nous constatons que, dès lors que la pression est inférieure à $1 Torr$, le facteur de qualité du résonateur reste constant. Cela confirme expérimentalement que, sous vide, les pertes d'amortissement dans l'air sont négligeables. En revanche, dès lors que la pression devient supérieure à $1 Torr$, le facteur de qualité diminue de façon logarithmique, jusqu'à atteindre la pression atmosphérique. Ce type de variation est en bon accord avec les observations d'autres groupes de recherche [109,110], constatant la décroissance logarithmique et présentant un point de bifurcation situé dans la gamme $1 - 10 Torr$.

Notons que les dispositifs des autres groupes de l'état de l'art sont plus gros que les nôtres, avec un écart jusqu'à un ordre de grandeur. Le fait que nous observions le même comportement au niveau de l'évolution du facteur de qualité en fonction de la pression, signifie que les pertes d'amortissement dans l'air se comportent à l'identique, quelle que soit la taille de la structure résonante de type poutre. Les pertes d'amortissement dans l'air sont d'ailleurs les pertes prépondérantes, comme le montre la Figure 99.

Notons aussi que toutes les autres caractérisations dynamiques de résonateurs réalisées dans cette étude (§4.4), ont été menées avec une pression très inférieure à la pression limite, afin de rendre les pertes par amortissement dans l'air totalement négligeables.

Pour une intégration industrielle des résonateurs, un packaging présentant un vide inférieur à 1 Torr est donc requis.

4.4.6.2 Effet de la température

Nous avons évoqué le comportement en température des résonateurs en silicium dans le §1.3.5.2.5. De manière générale, un résonateur non compensé en silicium monocristallin présente un TCf de l'ordre de $-30 \text{ ppm}/^{\circ}\text{C}$. Or, les contraintes imposées sur les faibles dérives en fréquence, dans le cas d'une application d'oscillateur de référence, sont drastiques. L'état de l'art sur les oscillateurs présenté dans le Tableau 7 (§1.4.5), montre l'effort des différents groupes pour prendre en compte les dérives en température des résonateurs, ainsi que leur compensation. Bien que nous n'ayons pas prévu de compensation en température sur ces premiers dispositifs, il est intéressant d'estimer le TCf de nos résonateurs, à partir de leurs mesures en température. L'idée est de voir d'une part, si nous sommes dans le même ordre de grandeur que les résonateurs de l'état de l'art sans compensation, et d'autre part, si nous pouvons envisager une compensation de la température, par exemple, grâce à la tension de polarisation.

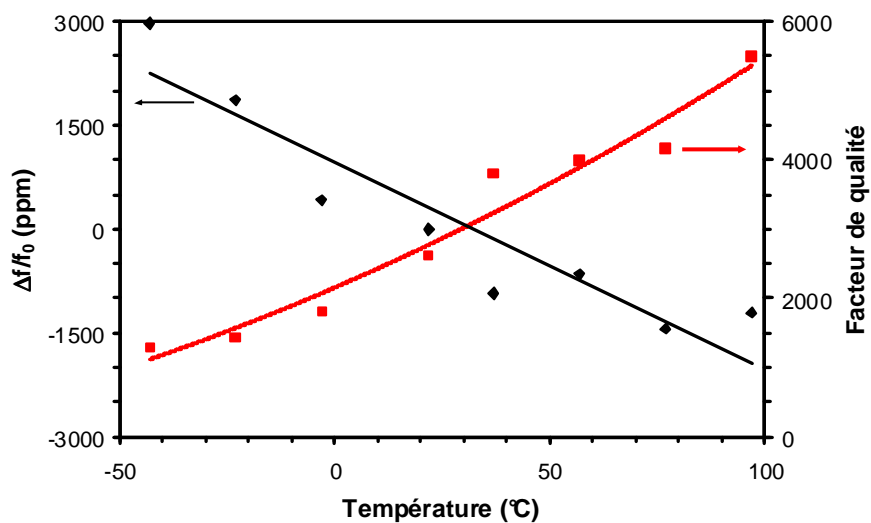


Figure 100 : Etude de l'effet du comportement en température d'une poutre bi-encastrée à détection capacitive ($L = 4.9 \mu\text{m}$, $w = 260 \text{ nm}$, $h = 400 \text{ nm}$ et $d_0 = 95 \text{ nm}$)

La Figure 100 présente une étude du comportement du résonateur de la Figure 83, que nous avons mesuré en fonction de la température, dans une enceinte sous vide. Le graphe montre la variation de fréquence, ainsi que du facteur de qualité, en fonction de la température.

Nous constatons une baisse de la fréquence de résonance lorsque nous augmentons la température. En première approximation, cette baisse se fait linéairement, ce qui nous permet d'extraire le TCf moyen de

notre résonateur, correspondant à la pente de la courbe. Nous l'évaluons à $-32 \text{ ppm}/^{\circ}\text{C}$, ce qui est en accord avec les valeurs de l'état de l'art pour un résonateur en silicium monocristallin non compensé. Notons que la plage de température de l'étude s'étend de -50°C à $+100^{\circ}\text{C}$, ce qui correspond d'une part à une gamme suffisamment large pour se faire une bonne idée des variations, et d'autre part, à la gamme de température dans laquelle le composant est susceptible d'être utilisé en tant qu'oscillateur de référence.

Au niveau du facteur de qualité, nous pouvons constater que ce dernier augmente de façon conséquente avec la température, sur toute la gamme de température de l'étude. Ce facteur passe en effet de 1300 @ -40°C à 5500 @ 100°C . Or, nous avons démontré que le facteur de qualité pour une structure d'une taille inférieure à $10 \mu\text{m}$ est gouverné par les pertes aux ancrages (Figure 29 §2.3.7).

Lors d'une augmentation de la température, différents paramètres évoluent, comme le module d'Young, la conductivité du silicium, ou encore les contraintes dans la poutre. Compte tenu de cela, une piste d'explication consisterait à penser que la variation des contraintes avec la température est à l'origine du phénomène. Nous n'avons malheureusement pas pu vérifier cette hypothèse compte tenu de la difficulté de mesure des contraintes. De plus, nous n'avons pas trouvé de mesure du facteur de qualité en fonction de la température dans l'état de l'art, avec d'autres hypothèses ou explications du phénomène.

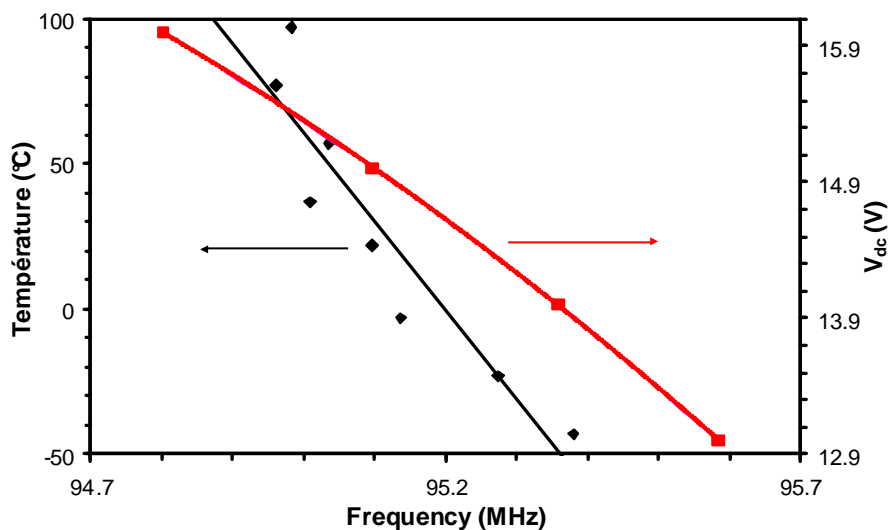


Figure 101 : Etude de la compensation des variations de fréquence en température par une variation de tension de polarisation, sur une poutre bi-encastrée ($L = 4.9 \mu\text{m}$, $w = 260 \text{ nm}$, $h = 400 \text{ nm}$ et $d_0 = 95 \text{ nm}$)

La Figure 101 présente une étude de la compensation en température, que nous pouvons réaliser en jouant sur la tension de polarisation de la poutre. Nous avons mesuré à partir des graphes de la Figure 101, qu'une variation de tension de polarisation de 2.5 V suffit pour compenser une dérive en fréquence liée à une variation de température de 100°C . Cela signifie qu'avec un asservissement sur la tension de polarisation, couplé à une mesure de la température, nous pouvons compenser correctement les variations de fréquence

pour une poutre. Les résultats et la méthode de compensation par la tension de polarisation, est conforme à ce que d'autres groupes ont présenté dans l'état de l'art du Tableau 2 dans [41].

4.5 Conclusion et Perspectives

4.5.1 Conclusion

Ce chapitre était dédié à la caractérisation des résonateurs fabriqués dans le cadre de l'étude. Les mesures statiques ont montré que les résonateurs fabriqués sont en bon accord avec la théorie et la modélisation, au niveau de la tension de pull-in. Nous avons également caractérisé les transistors de détection en statique. Les résultats ont montré un bon fonctionnement des transistors, et une bonne concordance par rapport aux simulations et à la modélisation développée dans le chapitre 2. Nous avons cependant relevé quelques imperfections au niveau des transistors avec d'une part, la présence de fuites à faible V_g liées à un problème technologique, et d'autre part, quelques problèmes de charge ayant engendré des phénomènes d'hystérésis lors du tracé des courbes $I(V)$.

Nous avons réussi à caractériser à la fois les résonateurs de type poutre bi-encastree à détection capacitive et à détection MOS. Concernant les résonateurs à détection capacitive, nous avons mesuré des dispositifs dont les fréquences de résonance sont dans la gamme 10–100 MHz. Nous avons de plus mesuré le troisième mode de résonance de certaines structures. Au niveau du modèle à détection capacitive, il s'est avéré être en bonne corrélation par rapport aux mesures après post-simulation, consistant à ajuster les dimensions du résonateur.

Concernant les résonateurs à détection MOS, nous avons montré leur bon fonctionnement, ainsi que la bonne corrélation des mesures avec le modèle du LRSG MOSFET, après post-simulation consistant à ajuster les dimensions du résonateur et intégrer les fuites du transistor.

Nous avons également comparé les deux modes de détection et montré l'intérêt de la détection MOS. Nous sommes cependant loin des performances optimales de détection possible avec les transistors. La prise en compte de certains aspects pourrait permettre d'améliorer de façon conséquente la détection MOS :

- Certains problèmes liés à la première réalisation technologique ont causé une détérioration les performances de la détection MOS. Le principal problème est lié au fait que le canal du transistor a été partiellement implanté, engendrant des forts courants de fuite. Cet incident nous a privé de l'utilisation des transistors ayant des canaux courts (inférieurs à $6\mu m$), car le courant de fuite a masqué l'effet transistor pour ces dispositifs. Or, nous avons démontré dans la Figure 50 (§2.5.4.1.2), que nous avons

tout intérêt à travailler avec des transistors ayant des canaux courts, afin de maximiser le courant de sortie mais aussi le gain, qui quantifie directement les performances de la détection.

- Au niveau de la caractérisation, nous n'avons malheureusement pas pu optimiser précisément les points de fonctionnement du transistor en suivant le protocole décrit dans le §2.5.4.2. De ce fait, la démonstration de la détection MOS peut certainement être largement améliorée, si nous réalisons une nouvelle caractérisation aux points optimaux de fonctionnement du transistor. La disponibilité des équipements de caractérisation et le manque de dispositifs encore fonctionnels nous empêchent de réaliser cette étude.

Concernant les résonateurs à ondes de volume réalisés à l'aide de notre technologie SON (Figure 71), nous n'avons malheureusement pas réussi à observer les résonances pour les raisons suivantes :

- Ces dispositifs présentent des entrefers très grands (300 nm), par rapport aux poutres, à cause des temps de libération conséquents mis en œuvre.
- Les résonateurs à ondes de volume sont bien plus rigides que les poutres et présentent des amplitudes de déformation très faibles à la résonance. Cela implique des niveaux de signaux à détecter d'autant plus faibles, d'autant que les poutres présentent déjà des niveaux de signaux très bas.

Concernant les mesures en mixage fréquentiel, nous avons montré leur potentiel à travers quelques exemples. Ces mesures permettent d'améliorer l'amplitude du pic de résonance, tout en atténuant la capacité parasite d'entrée-sortie, les rendant très intéressantes pour remonter au comportement mécanique des résonateurs. Cependant, la technique est très complexe, et ne remet pas en cause la détection MOS, qui permet d'obtenir des meilleurs résultats en toute simplicité.

Concernant les mesures en fonction de la pression, nous avons montré que le facteur de qualité de nos résonateurs est très dépendant de ce paramètre, et que par conséquent, les pertes d'amortissement dans l'air sont prépondérantes pour nos dispositifs.

Enfin, au niveau des mesures en température, nous avons mesuré le TCf de nos résonateurs de type poutre bi-encastree, estimé à $-32\text{ ppm}/^{\circ}\text{C}$, s'avérant être en bon accord avec l'état de l'art sur les résonateurs en silicium monocristallin. Nous avons également montré que nous pouvons compenser les dérives en température de nos poutres bi-encastrees sur une plage de 100°C , par simple action sur la tension de polarisation.

4.5.2 Perspectives

De manière générale, parmi tous les résonateurs réalisés, nous n'avons pas réussi à obtenir des entrefers très fins ($< 100\text{ nm}$) à cause du manque de sélectivité de notre procédé de libération. Cela ne nous a pas permis de caractériser confortablement les résonateurs, puisque les niveaux de signaux ont été minimales. Une

amélioration de la technologie permettrait de faciliter les caractérisations. Nous pourrions également fabriquer des dispositifs plus épais, permettant d'augmenter les surfaces en regard.

Compte tenu de l'amplification conséquente amenée par la détection MOS, nous sommes confiants pour la détection des résonateurs à ondes de volume, à condition d'obtenir un entrefer de 100 nm . Pour cela, il faut envisager une seconde réalisation technologique, permettant à la fois de résoudre les problèmes des transistors de détection et de maintenir un entrefer de 100 nm pour ce type de structure.

Enfin, nous n'avons pas réalisé de packaging sous vide pour ces premières structures. Cela nous a contraints à caractériser les résonateurs sous vide. Il est important d'envisager la réalisation d'un packaging sous vide pour la suite, ce qui simplifierait considérablement les caractérisations et augmenterait les possibilités d'intégration des composants.

Conclusion générale

L'objectif de cette étude était de développer des résonateurs électromécaniques en vue d'une co-intégration entre MEMS et CMOS. Dans cet esprit, nous avons conçu, modélisé, fabriqué et caractérisé avec succès des dispositifs, à partir des briques de base de la technologie SON. Nous proposons, de revenir sur les principales conclusions évoquées dans chaque partie du manuscrit :

- Au niveau de l'état de l'art, nous avons étudié les deux grandes familles de résonateurs, à modes de flexion et ondes de volume. Les conclusions sont que les résonateurs à ondes de volume présentent des performances supérieures par rapport à ceux à modes de flexion, principalement en termes de fréquence de résonance et de facteur de qualité. Par contre, les résonateurs à ondes de volume présentent un tuning électrostatique très inférieur par rapport à ceux à modes de flexion, rendant leur compensation en température difficile par utilisation de la tension de polarisation. Or, l'aspect dérive en température est très important pour l'application oscillateur. Sur ce point là, nous avons réalisé un état de l'art des oscillateurs à base de résonateurs électromécaniques présents sur le marché. La tendance montre que les performances ne sont pas encore suffisantes pour le remplacement du quartz dans les applications les plus contraignantes. L'état de l'art montre également que l'aspect co-intégration est très peu évoqué, bien qu'il présente un fort potentiel pour l'avenir du composant. Toutes ces raisons ont permis d'orienter l'étude sur un travail de développement de résonateurs électromécaniques en vue d'une co-intégration, dans l'objectif de répondre à une application de référence de temps.
- Au niveau de la conception et de la modélisation des résonateurs électromécaniques, nous avons d'une part réalisé une étude théorique visant à dimensionner les résonateurs à fabriquer, et d'autre part, nous avons réalisé un modèle électromécanique analytique afin de décrire le comportement des résonateurs. L'étude théorique et l'utilisation du modèle ont permis de déterminer les gammes de fréquence des résonateurs à fabriquer, par exemple de 10 à 100 MHz pour les poutres, avec leurs dimensions associées (longueurs dans la gamme 4 – 20 μm , largeurs dans la gamme 200 – 400 nm). Le modèle a également permis de valider l'intérêt de la détection par transistor par rapport à la détection capacitive. Enfin, le modèle a été validé à la fois par comparaison à d'autres modèles ou simulations, et à partir des mesures réalisées sur les résonateurs fabriqués.
- Au niveau des réalisations technologiques, nous sommes partis des briques de base de la technologie SON pour créer notre propre procédé de réalisation des résonateurs. La technologie développée a permis la fabrication de résonateurs à modes de flexion et de volume, comprenant tous deux une détection soit capacitive, soit par transistor MOS. Compte tenu de problèmes technologiques rencontrés du fait d'un manque de sélectivité de gravure lors de la libération des résonateurs, seules les poutres ont présenté un

entrefer (100 nm), les résonateurs à ondes de volume présentant des entrefers trois fois supérieurs. A cause de cela, nous n'avons pas réussi à caractériser les résonateurs à ondes de volume. Enfin, nous avons réalisé un bilan de la technologie et proposé des pistes d'amélioration afin d'envisager une seconde réalisation technologique, permettant d'obtenir des résonateurs à ondes de volume avec un entrefer très fin.

- Au niveau des caractérisations, nous avons réalisé des mesures en statique des résonateurs et des transistors de détection. Nous avons ensuite comparé les mesures au modèle, qui s'est révélé être en bon accord avec les mesures. Les caractérisations statiques des transistors de détection ont révélé quelques problèmes propres aux transistors, comme des fuites de courant ou des phénomènes de charge. Notons que ces problèmes n'empêchent pas les transistors de remplir leur fonction d'amplificateur de détection. Nous avons également réalisé des caractérisations dynamiques des résonateurs à détection capacitive et par transistor. Là aussi, Les mesures se sont avérées être en bon accord avec le modèle. Nous avons en plus démontré expérimentalement l'apport de la détection MOS par rapport à la détection capacitive, bien que nous n'ayons pas pu faire toutes les mesures que nous souhaitions, en particulier au point optimal de fonctionnement du transistor de détection. Nous avons mis en place des mesures en mixage fréquentiel dans le but d'améliorer la caractérisation des résonateurs à détection capacitive et ainsi de pouvoir remonter plus facilement aux paramètres mécaniques des résonateurs. Ces mesures ont montré leur intérêt, bien que nous n'ayons pas investigué en détail la technique de mesure. Enfin, nous avons mesuré le comportement de nos résonateurs en fonction de la pression et de la température. Ces derniers ont montré d'une part l'intérêt de la caractérisation sous vide pour s'affranchir des pertes par amortissement dans l'air, et d'autre part, les possibilités de compensation des dérives en température par action sur la tension de polarisation, très efficace sur les résonateurs de type poutre bi-encastree.

L'étude a permis de mesurer les performances des dispositifs fabriqués, que nous pouvons comparer par rapport à l'état de l'art. Le meilleur facteur de mérite $f \cdot Q$ obtenu pour nos résonateurs de type poutre bi-encastree, est deux fois supérieur au meilleur facteur de mérite d'une poutre du même type de l'état de l'art. Cela témoigne des bonnes performances de nos dispositifs, malgré leur très petite taille. En revanche, les poutres libre-libre présentent des facteurs de mérite jusque cinq fois plus élevés que les nôtres, du fait de la position des ancrages limitant les pertes. Quant aux résonateurs à ondes de volume, les facteurs de mérite peuvent atteindre jusque soixante dix fois plus que nos résonateurs. Cela témoigne de l'intérêt de ces composants pour les prochaines réalisations.

Compte tenu des performances obtenues pour les premiers résonateurs fabriqués en technologie SON, nous n'avons pas cherché à aller jusqu'à la réalisation d'un oscillateur. La raison principale réside dans le fait que les performances de nos dispositifs ne sont pour l'instant pas suffisantes pour la réalisation d'une démonstration d'oscillateur, présentant des performances suffisamment convaincantes pour apporter un plus par rapport à l'état de l'art. Les performances pourraient être apportées par les résonateurs à ondes de volume ayant un entrefer suffisamment faible pour permettre leur bon fonctionnement.

Perspectives

Résonateurs

L'étude a montré la possibilité de réalisation de résonateurs électromécaniques en technologie SON, à détection amplifiée par transistor. Au niveau des mesures, seuls les résonateurs de type poutre bi-encastree ont fonctionné, du fait de problèmes technologiques ayant fortement élargi l'entrefer des résonateurs à ondes de volume, pénalisant alors fortement leur détection.

Sur le court terme, nous avons évoqué des pistes d'amélioration technologiques susceptibles de permettre la fabrication de nouveaux résonateurs à ondes de volume tout en maintenant des entrefers inférieurs à 100 nm, et présentant une épaisseur supérieure. Il serait alors très intéressant de lancer cette nouvelle réalisation technologique pour tester ensuite les résonateurs à ondes de volume.

Co-intégration

Au niveau de la co-intégration des composants, nous avons avancé en réalisant les résonateurs sur les briques de base d'une technologie CMOS au niveau du front-end. Il reste cependant un long chemin à parcourir pour que la co-intégration soit totale. La prochaine étape à franchir sera certainement celle de la réalisation d'un packaging sous vide du composant, au niveau du front-end. Sur ce point, nous proposons d'utiliser les couches d'interconnexion pour la réalisation du packaging.

Sur le plus long terme, il serait intéressant de choisir une technologie susceptible d'accueillir ce genre de composant dans quelques années, et de travailler à l'insertion des procédés de réalisation du MEMS lors de la fabrication des transistors : c'est la voie de l'intégration in-IC.

Oscillateur à base de MEMS

Au niveau de la fonction d'oscillateur, nous n'avons pas réalisé de design d'une puce oscillateur pour la première génération des résonateurs en technologie SON, principalement parce que les performances de ces derniers ne sont pas suffisantes pour obtenir de bonnes performances au niveau de l'oscillateur. Sur le court terme, il serait donc très intéressant de designer une puce d'oscillateur pouvant être associée à des résonateurs à ondes de volume de deuxième génération, qui présenteraient potentiellement un entrefer très fin ainsi que des bonnes performances. La démonstration de la fonction d'oscillateur pourrait se faire en reliant une puce contenant les résonateurs en technologie SON à une puce contenant la fonction pour l'oscillateur, réalisée sur une technologie transistor restant à définir. Il faudrait ensuite relier les deux puces,

par exemple par wire-bonding, afin de faire la démonstration d'un oscillateur à base de résonateurs en technologie SON.

Sur le plus long terme, nous pourrions imaginer aller plus loin dans l'intégration et designer l'oscillateur dans la technologie choisie pour la démonstration de la co-intégration des résonateurs et des CMOS. Enfin, nous pourrions alors réaliser un oscillateur MEMS totalement intégré, susceptible de remplacer complètement les quartz.

Annexe 1

Dispositif	Type de paramètre	Paramètre	Description	Valeur par défaut ou équation
Résonateur	Variables	L (m)	Longueur poutre	10.10^{-6}
		w (m)	Largeur poutre	200.10^{-9}
		h (m)	Hauteur poutre	400.10^{-9}
		d_0 (m)	Entrefer	100.10^{-9}
		L_{elec} (m)	Longueur électrode	7.10^{-6}
		N	Nombre de segments / longueur de la poutre	100
		C_0 (F)	Capacité de couplage entrée-sortie extraite des mesures	1.10^{-15}
	Constantes	E (Pa)	Module d'Young de la poutre en silicium	169.10^9
		ν	Coefficient de Poisson	0.28
		ρ (kg.m ⁻³)	Densité de la poutre en silicium	2330
		ϵ_0 (F.m ⁻¹)	Permittivité du vide	$8.85.10^{-12}$
		T (°K)	Température	298
		α_T (K ⁻¹)	Coefficient d'expansion thermique du silicium	$2.6.10^{-6}$
		C_p (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	Constante de chaleur spécifique du silicium	712
		κ (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)	Conductivité thermique du silicium	90
		$\delta \cdot E_{ds}$ (m.Pa)	Epaisseur de peau et module d'Young local	1.38
	Grandeurs calculées	V (m ³)	Volume de la poutre	$V = L \cdot w \cdot h$
		S (m ²)	Surface d'excitation / détection	$S = L_{elec} \cdot h$
		m (kg)	Masse de la poutre	$m = \rho \cdot V$
Transistor	Variables	ϵ_{ox}	Permittivité relative de l'oxyde de grille	3.9
		t_{ox} (m)	Epaisseur de l'oxyde de grille	1.10^{-9}
		N_C (at.cm ⁻³)	Niveau de dopage du canal (Bore)	$1.17.10^{15}$
		N_{GSD} (at.cm ⁻³)	Niveau de dopage grille, source et drain (Phosphore)	1.10^{19}
	Constantes	μ_0 (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	Mobilité des porteurs à faible champ	500
		v_{sat} (m.s ⁻¹)	Vitesse de saturation des porteurs	1.10^6
		θ (V ⁻¹)	Coefficient de mobilité réduite	0.1
	Grandeurs calculées	Cox	Capacité formée par l'oxyde de grille	$C_{ox} = (\epsilon_0 \cdot \epsilon_{ox} \cdot S) / t_{ox}$

Annexe 2

A partir de la Figure 42, nous pouvons écrire : $V_{\text{int}} = V_g \left(\frac{C_{\text{air}}}{C_{\text{air}} + C_{\text{gc}}} \right)$ où C_{air} est issu de l'Équation 93.

$$I_D = \frac{\mu_v}{1 + \frac{\mu_v}{v_{\text{sat}}} \left| \frac{d\psi_s}{dx} \right|} h \left(-Q_i \frac{d\psi_s}{dx} + U_T \frac{dQ_i}{dx} \right) \quad (*) \quad \text{où } Q_i = -n_q \cdot C_{\text{total}} (\Psi_p - \Psi_s) \text{ est issu du formalisme}$$

EKV de [96] et $\mu_v = \rho \cdot \mu_0$ avec n_q le facteur de pente, U_T le potentiel thermique, Ψ_p le potentiel de pincement, Ψ_s le potentiel de surface du canal et C_{total} la capacité série prenant en compte C_{air} et C_{gc} .

(*) peut être écrite comme suit si $\frac{d\Psi_s}{dx} > 0$: $\frac{dq}{d\xi} = -\frac{i_d}{\rho \cdot (1 + 2 \cdot q - \delta_{\text{sat}} \cdot i_d)}$ avec les variables normalisées

$$\text{issues de [96] : } q = -\frac{Q_i}{2 \cdot n_q \cdot C_{\text{total}} \cdot U_T}, i_d = \frac{I_D}{2 \cdot n_q \cdot \frac{h}{L} \cdot \mu_0 \cdot C_{\text{total}} \cdot U_T^2}, \delta_{\text{sat}} = \frac{2 \cdot \mu_0 \cdot U_T}{v_{\text{sat}} \cdot L} \text{ et } \xi = \frac{x}{L}.$$

$i_d = \frac{\rho}{1 + \rho \cdot \delta_{\text{sat}} \cdot (q_s - q_d)} \cdot [(q_s^2 + q_s) - (q_d^2 + q_d)]$ est le courant source-drain normalisé, avec q_s et q_d les densités de charge normalisées côté source et côté drain.

$q_c = \frac{1}{2} \left\{ q_s + q_d + \frac{1}{3} \cdot \frac{(q_s - q_d)^2}{(1 + q_s + q_d)} \cdot [1 + \rho \cdot \delta_{\text{sat}} \cdot (q_s - q_d)] \right\}$ est la densité totale de charges d'inversion dans le canal.

$$i_d = \left\{ \begin{array}{l} p_1 \cdot [(q_s^2 + q_s) - (q_d^2 + q_d)] \text{ si } q_d > q_{\text{dsat}} \\ p_1 \cdot [(q_s^2 + q_s) - (q_{\text{dsat}}^2 + q_{\text{dsat}})] \text{ autrement} \end{array} \right\} \text{ avec } p_1 = \frac{\rho}{1 + \rho \cdot \delta_{\text{sat}} \cdot (q_s - q_d)}, p_2 = \frac{1}{2} + \frac{1}{\rho \cdot \delta_{\text{sat}}} \text{ et}$$

$$q_{\text{dsat}} = (p_2 + q_s) - \sqrt{p_2^2 + \frac{1}{\rho \cdot \delta_{\text{sat}}} \cdot (2 \cdot q_s + 1)}.$$

$$C_{\text{gc}} = 1 - \frac{1}{n_q} + d_{q_s} + d_{q_d} + A - B \quad \text{avec} \quad A = \frac{(2 \cdot (q_s - q_d) + 3 \cdot \rho \cdot \delta_{\text{sat}} \cdot (q_s - q_d)^2) \cdot (d_{q_s} - d_{q_d})}{3 \cdot (1 + q_s + q_d)},$$

$$B = \frac{((q_s - q_d)^2 + \rho \cdot \delta_{\text{sat}} \cdot (q_s - q_d)^3) \cdot (d_{q_s} + d_{q_d})}{3 \cdot (1 + q_s + q_d)^2}, d_{q_s} = \frac{1/n_q}{2 + 1/q_s} \text{ et } d_{q_d} = \frac{1/n_q}{2 + 1/q_d}.$$

Publications et Brevets

Journaux

- E. Colinet, C. Durand, L. Duraffourg, P. Audebert, G. Dumas, F. Casset, E. Ollier, P. Ancey, J-F. Carpentier, L. Buchaillot and A.M. Ionescu, « Ultra-Sensitive Capacitive Detection Based on SGMOSFET Compatible with Front-End CMOS Process », in IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 44, No. 1, January 2009, pp. 247-257
- C. Durand, F. Casset, P. Ancey, F. Judong, A. Talbot, R. Quenouillère, D. Renaud, S. Borel, B. Florin and L. Buchaillot, “Silicon On Nothing MEMS electromechanical Resonator”, in Journal of Microsystem Technologies, Vol. 14, No. 7, July 2008
- C. Durand, F. Casset, P. Renaux, N. Abelé, B. Legrand, D. Renaud, E. Ollier, P. Ancey, A.M. Ionescu and L. Buchaillot, “In-plane Silicon-On-Nothing Nanometer-Scale Resonant Suspended Gate MOSFET for in-IC integration perspectives”, in Electron Device Letters, Vol. 25, No. 5, May 2008, pp. 494-496

Conférences

- E. Ollier, P. Andreucci, L. Duraffourg, E. Colinet, C. Durand, F. Casset, T. Ernst, S. Hentz, S. Labarthe, C. Marcoux, V. Nguyen, D. Renaud, E. Mile, P. Renaux, D. Mercier, P. Robert, P. Ancey and L. Bouchaillot, « MEMS based on top-down technologies : from stand-alone NEMS to VLSI NEMS and NEMS-CMOS integration », in IEEE EDSSC Technical Digest, Hong Kong, China, 8-10 Dec 2008
- F. Casset, C. Welham, C. Durand, E. Ollier, J.-F. Carpentier, P. Ancey and M. Aïd, « In-Plane RF MEMS Resonator Simulation », in MEMSWAVE Technical Digest, Heraklion, Greece, 30 June - 3 July 2008
- F. Casset, C. Durand, L. Buchaillot, E. Ollier, P. Ancey and M. Aïd, « Electromechanical resonator detection enhancement by the use of a movable electrode », in IEEE EuroSimE Technical Digest, Freiburg, Germany, 21-23 April 2008
- E. Colinet, C. Durand, P. Audebert, P. Renaux, D. Mercier, L. Duraffourg, E. Ollier, F. Casset, P. Ancey, L. Buchaillot and A.M. Ionescu, « Measurement of Nano-Displacement Based on In-Plane Suspended-Gate MOSFET Detection Compatible with a Front-End CMOS Process », in IEEE ISSCC Technical Digest, San Francisco, USA, 3-7 Feb 2008, pp. 332-617

- L. Coudron, F. Casset, C. Durand, P. Renaux, E. Ollier, D. Bloch and P. Vairac, « Dynamic Optical Characterization of NEMS Resonators », in IEEE SiRF Technical Digest, Orlando, Florida, 23-25 Jan 2008, pp. 106-109
- C. Durand, F. Casset, B. Legrand, M. Faucher, P. Renaux, D. Mercier, D. Renaud, D. Dutartre, E. Ollier, P. Ancey and L. Buchaillot, « Characterization of In-IC integrable in-plane nanometer scale resonators fabricated by a Silicon On Nothing advanced CMOS technology », in IEEE MEMS Technical Digest, Tucson, Arizona, 13-17 Jan 2008, pp. 1016-1019
- E. Ollier, L. Duraffourg, C. Durand, F. Casset, D. Renaud, A.S. Royet, P. Renaux and P. Robert, « Lateral MOSFET with movable gate for NEMS devices compatible with In-IC integration », in IEEE NEMS Technical Digest, Sanya, China, 6-8 Jan 2008, pp 764-769
- F. Casset, C. Durand, P. Ancey, M. Aïd and L. Buchaillot, « Tuning beam electromechanical resonators », in MEMWAVE Technical Digest, Barcelona, Spain, 26-29 June 2007
- C. Durand, F. Casset and L. Buchaillot, « Résonateurs électromécaniques MEMS fabriqués à partir d'une technologie Silicon On Nothing », in JNRDM Technical Digest, Lille, France, 14-16 May 2007
- C. Durand, F. Casset, P. Ancey, F. Judong, A. Talbot, R. Quenouillère, D. Renaud, S. Borel, B. Florin and L. Buchaillot, « Silicon On Nothing MEMS electromechanical Resonator », in DTIP Technical Digest, Stresa, Italy, 25-27 April 2007, pp. 326-331
- F. Casset, C. Durand, N. Abelé, K. Séguéni and L. Buchaillot, « MEMS Electromechanical Resonators for RF applications », in Interconnex Technical Digest, Besançon, France, 26-29 Sept 2006

Brevets

- C. Durand and F. Casset, « Technique de compensation en température des résonateurs électromécaniques », FR0854737
- F. Casset and C. Durand, « Composant électromécanique vibrant à échelle nanométrique ou micrométrique à niveau de détection amplifié », FR0758173
- F. Casset, C. Durand and P. Ancey, « Procédé de réalisation d'un composant électromécanique sur un substrat plan », FR2906238(A1), US20080076211(A1)

Références

-
- [1] C. T.-C. Nguyen, « Vibrating RF MEMS overview: applications to wireless communications », in *Micromachining and Microfabrication Process Technology*, vol. 5715, Photonics West: MOEMS-MEMS 2005, San Jose, California, Jan. 22-27, 2005, pp. 11-25
- [2] S.-S. Li, Y.-W. Lin, Z. Ren and C. T.-C. Nguyen, « A Micromechanical Parallel-Class Disk-Array Filter », in *Frequency Control Symposium, Joint with the 21st European Frequency and Time Forum*, Geneva, Switzerland, May 29 - June 1, 2007, pp. 1356-1361
- [3] S. Pourkamali and F. Ayazi, « Electrically coupled MEMS bandpass filters Part I: With coupling element », in *Sensors and Actuators A*, Aug. 2005, Vol. 122, No. 2, pp. 307-316
- [4] S. Pourkamali and F. Ayazi, « Electrically coupled MEMS bandpass filters Part II. Without coupling element », in *Sensors and Actuators A*, Aug. 2005, Vol. 122, No. 2, pp. 317-325
- [5] C. T.-C. Nguyen, « Integrated micromechanical circuits fuelled by vibrating RF MEMS technology, » in *Int. Ultrasonics Symposium*, Vancouver, Canada, Oct. 3-6, 2006, pp. 953-962
- [6] G. Piazza, P. J. Stephanou and A. P. Pisano, « One and Two Port Piezoelectric Contour-Mode MEMS Resonators for Frequency Synthesis », in *ESSDERC Technical Digest*, Montreux, Switzerland, Sept. 18-22, 2006, pp. 182-185
- [7] P.J. Stephanou, G. Piazza, C.D. White, M.B.J. Wijesundara and A.P. Pisano, « Mechanically coupled contour mode piezoelectric aluminum nitride MEMS filters », in *MEMS Technical Digest*, Istanbul, Turkey, Jan. 22-26, 2006, pp. 906-909
- [8] S. Humad, R. Abdolvand, G. K. Ho, G. Piazza and F. Ayazi, « High frequency micromechanical Piezo-On-Silicon block resonators », in *IEDM Technical Digest*, Washington, DC, USA, Dec. 8-10, 2003, pp. 39.3.1-39.3.4
- [9] V. K. Varadan, K. J. Vinoy, K. A. Jose, « RF MEMS and their applications », Wiley edition, 2003, ISBN 0-470-84308-X
- [10] W. C. Tang, T. -C. H. Nguyen, R. T. Howe, « Laterally driven polysilicon resonant microstructures », in *Sensors and Actuators*, 1989, Vol. 20, pp. 25-32
- [11] H. C. Nathanson, W. E. Newell, R. A. Wickstrom and J. R. J. Davis, « The Resonant Gate Transistor », in *Transaction on Electron Devices*, March 1967, Vol. 14, No. 3, pp. 117-133
- [12] A. M. Ionescu¹, V. Pott, R. Fritschi, K. Banerjee, M. J. Declercq, P. Renaud., C. Hibert, P. Fluckiger and G. A. Racine, « Modeling and Design of a Low-Voltage SOI Suspended-Gate MOSFET (SG-MOSFET)

with a Metal-Over-Gate Architecture », in ISQED Technical Digest, San Jose, California, March 18-21, 2002, pp. 496–501

[13] N. Abele, V. Pott, K. Boucart, F. Casset, K. Segueni, P. Ancey and A. M. Ionescu, « Comparison of RSG-MOSFET and capacitive MEMS resonator detection », in Electronics Letters, March 2005, Vol. 14, No. 5, pp. 242–244

[14] N. Abele, K. Segueni, K. Boucart, F. Casset, B. Legrand, L. Buchailot, P. Ancey and A. M. Ionescu, « Ultra low voltage MEMS resonator based on RSG-MOSFET », in MEMS Technical Digest, Istanbul, Turkey, Jan. 22-26, 2006, pp. 882-885

[15] J. D. Zook, D. W. Burns, H. Guckel, J. J. Sniegowski and R. L. Engelstad, « Characteristics of polysilicon resonant microbeams », in Sensors and Actuators A, 1992, Vol. 35, pp. 51-9

[16] Y. H. Cho, A. P. Pisano and R. T. Howe, « Viscous damping model for laterally oscillating microstructures », in Journal of Microelectromechanical Systems, 1994, Vol. 3, No. 2, pp. 81-7

[17] M. Gad-el-Hak, « The fluid mechanics of microdevices-the freeman scholar lecture », in Journal Fluids Engineering, March 1999, Vol. 121, pp. 5-33

[18] T. Veijola and M. Turowski, « Compact Damping Models for Laterally Moving Microstructures with Gas-Rarefaction Effects », », in Journal of Microelectromechanical Systems, June 2001, Vol. 10, No. 2, pp.263-273

[19] Z. Hao, A Erbil and F. Ayazi, « An analytical model for support loss in micromachined beam resonators with in-plane flexural vibrations », in Sensors & Actuators, 2003, A 109, pp. 156-164

[20] R Lifshitz and M. L. Roukes, « Thermoelastic damping in micro and nanomechanical systems », in Physical Review B, 2000, Vol. 61, No. 8, pp.5600-5609

[21] J. Yang, T. Ono and M. Esashi, « Energy Dissipation in Submicrometer Thick Single-Crystal Silicon Cantilevers », in Journal of MEMS, Dec. 2002, Vol. 11, No. 6, pp.775-783

[22] Z. Hao and F. Ayazi, « Support loss in micromechanical disk resonators », in MEMS Technical Digest, Miami, Florida, Jan. 30 - Feb. 3, 2005, pp. 137-141

[23] K. Y. Yasumura, T. D. Stowe, E. M. Chow, T. Pfafman, T. W. Kenny, B. C. Stipe and D. Rugar, « Quality Factors in Micron- and Submicron-Thick Cantilevers », in Journal of MEMS, March 2000, Vol. 9, No. 1, pp. 117-125

[24] W. Weaver, S.P. Timshenko, D.H. Young, « Vibration problems in engineering », John Wiley & Sons, 5th edition, 1990

[25] G. Genta, « Vibration of Structure and Machines », 3rd ed., 1999, XLI, 591 p. 346 illus., Hardcover, ISBN: 978-0-387-98506-0

[26] H. A. C. Tilmans, M. Elwenspoek, and J. H. J. Fluitman, « Micro resonant force gauges », in Sensors & Actuators A, 1992, Vol. 30, pp. 35-53

-
- [27] W. T. Thomson, « Theory of vibration with applications », Prentice Hall, 3rd edition, 1988
- [28] K. Wang, Y. Yu, A.-C. Wong, and C. T.-C. Nguyen, « VHF free-free beam high- Q micromechanical resonators », in MEMS Technical Digest, Orlando, Florida, Jan. 17-21, 1999, pp. 453-458
- [29] C. T.-C. Nguyen, « Micromechanical circuits for communication transceivers », in Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting Technical Digest, *Proceedings*, Minneapolis, Minnesota, Sept. 25-26, 2000, pp. 142-149.
- [30] M. U. Demirci and C. T.-C. Nguyen, « Higher-mode free-free beam micromechanical resonators », in Int. Frequency Control Symposium Technical Digest, Tampa, Florida, May 5-8, 2003, pp. 810-818
- [31] W.-T. Hsu and C. T.-C. Nguyen, « Geometric Stress Compensation for Enhanced Thermal Stability in Micromechanical Resonators », in Int. Ultrasonics Symposium Technical Digest, Sendai, Japan, Oct. 5-8, 1998, pp. 945-948
- [32] W.-T. Hsu, J. R. Clark and C. T.-C. Nguyen, « Mechanically temperature-compensated flexural-mode micromechanical resonators », in IEDM Technical Digest, San Francisco, California, Dec. 11-13, 2000, pp. 399-402
- [33] W. -T. Hsu and C. T. -C. Nguyen, « Stiffness-compensated temperature-insensitive micromechanical resonators », in MEMS Technical Digest, Las Vegas, Nevada, Jan. 20-24, 2002, pp. 731-734
- [34] D. Galayko, A. Kaiser, B. Legrand, D. Collard, L. Buchaillot and C. Combi, « High-frequency High- Q Micro-mechanical Resonators in Thick Epitaxy Technology With Post-process Gap Adjustment », in MEMS Technical Digest, Las Vegas, Nevada, Jan. 20-24, 2002, pp. 665-668
- [35] J. Wang, J. E. Butler, D. S. Y. Hsu, and C. T.-C. Nguyen, « CVD polycrystalline diamond high- Q micromechanical resonators » in MEMS Technical Digest, 2002, Las Vegas, Jan. 20-24, pp. 657-660
- [36] S. Pourkamali, A. Hashimura, R. Abdolvand, G. K. Ho, A. Erbil and F. Ayazi, « High- Q Single Crystal Silicon HARPSS Capacitive Beam Resonators With Self-Aligned Sub-100-nm Transduction Gaps », in Journal of MEMS, Aug. 2003, Vol. 12, No. 4, pp. 487-496
- [37] S. Pourkamali and F. Ayazi, « Fully single crystal silicon resonators with deep-submicron dry-etched transducer gaps », in MEMS Technical Digest, Maastricht, The Netherlands, Jan. 25-29, 2004, pp. 813-816
- [38] E. P. Quevy, S. A. Bhawe, H. Takeuchi, T.-J. King and R. T. Howe, « Poly-SiGe high frequency resonators based on lithographic definition of nano-gap lateral transducers », in Solid State Sensor, Actuator and Microsystems Workshop, Hilton Head Island, South Carolina, June 6-10, 2004, pp. 360-363
- [39] J. Arcamone, M. A. F. Van Den Boogaart, F. Serra-Graells, S. Hansen, J. Brugger, F. Torres, G. Abadal, N. Barniol, F. Pérez-Murano, « Full wafer integration of NEMS on CMOS by nanostencil lithography », in IEDM Technical Digest, San Francisco, CA, Dec. 11-13, 2006, pp. 1-4
- [40] B. Kim, R. Melamud, M. A. Hopcroft, S. A. Chandorkar, G. Bahl, M. Messana, R. N. Candler, G. Yama and T. Kenny, « Si-SiO₂ Composite MEMS Resonators in CMOS Compatible Wafer-scale Thin-Film

Encapsulation », in Frequency Control Symposium Technical Digest, May 29 - June 1, Geneva, Switzerland, 2007, pp. 1214-1219

[41] G. K. Ho, K. Sundaresan, S. Pourkamali and F. Ayazi, « Temperature Compensated IBAR Reference Oscillators », in MEMS Technical Digest, Istanbul, Turkey, Jan. 22-26, 2006, pp. 910-913

[42] V. Agache, B. Legrand, D. Collard, and L. Buchaillot, "Fabrication and characterization of 1.1 GHz blade nanoelectromechanical resonator", in Applied Physics Letters, 2005, No. 86, pp. 213104-1 213104-3

[43] M. Onoe, « Contour Vibrations of Isotropic Circular Plates », in the Journal of the Acoustical Society of America, Nov. 1956, Vol. 28, Issue 6, pp. 1158–1162

[44] R. A. Johnson, « Mechanical Filters in Electronics », Wiley, 1983

[45] Z. Hao, S. Pourkamali, and F. Ayazi, « VHF Single-Crystal Silicon Elliptic Bulk-Mode Capacitive Disk Resonators - Part I: Design and Modeling », in Journal of Micro Electro Mechanical Systems, Dec. 2004, Vol. 13, No. 6, pp. 1043-1053

[46] V. Kaajakari, T. Mattila, A. Oja, J. Kiihamäki, H. Kattelus, M. Koskenvuori, P. Rantakari, I. Tittonen and H. Seppä, « Square-Extensional Mode Single-Crystal Silicon Micromechanical RF-Resonator », in Transducers, Boston, MA, USA, June 8-12, 2003, pp. 951-954

[47] M. Palaniapan and L. Khine, « Micromechanical resonator with ultra-high quality factor », in Electronics Letters, Sept. 2007, Vol. 43, No. 20, pp. 1090-1092

[48] T. Mattila, A. Oja, H. Seppä, O. Jaakkola, J. Kiihamäki, H. Kattelus, M. Koskenvuori, P. Rantakari and I. Tittonen, « Micromechanical bulk acoustic wave resonator », in Ultrasonics Symposium Technical Digest, Munich, Germany, Oct. 8-11, 2002, pp. 945-948

[49] F. Ayazi, S. Pourkamali, G. K. Ho and R. Abdolvand, « High-Aspect-Ratio SOI Vibrating Micromechanical Resonators and Filters », in MTT-S IMS Technical Digest, San Francisco, California, June 11-16, 2006, pp. 676-679

[50] J. R. Clark, W.-T. Hsu and C. T.-C. Nguyen, « High-Q VHF micromechanical contour-mode disk resonator », in IEDM Technical Digest, San Francisco, California, Dec. 11-13, 2000, pp. 493-496

[51] J. Wang, J. E. Butler, T. Feygelson, and C. T.-C. Nguyen, « 1.51-GHz polydiamond micromechanical disk resonator with impedance-mismatched isolating support », in MEMS Technical Digest, Maastricht, The Netherlands, Jan. 25-29, 2004, pp. 641-644

[52] S. Pourkamali, Z. Hao and F. Ayazi, « VHF Single Crystal Silicon Capacitive Elliptic Bulk-Mode Disk Resonators - Part II: Implementation and Characterization », in Journal of MEMS, Dec. 2004, Vol. 13, No. 6, pp. 1054-1062

[53] S. A. Bhawe, D. Gao, R. Maboudian and R. T. Howe, « Fully-Differential Poly-SiC Lamé Mode Resonator and Checkerboard Filter », in MEMS Technical Digest, Miami, Florida, Jan. 30 - Feb. 3, 2005, pp. 223-226

-
- [54] K. Sundaresan, G. K. Ho, S. Pourkamali and F. Ayazi, « A Low Phase Noise 100MHz Silicon BAW Reference Oscillator », in CICC, San Jose, California, Sept. 10-13, 2006, pp.841-844
- [55] S. Pourkamali, G. K. Ho and F. Ayazi, « Low-Impedance VHF and UHF Capacitive Silicon Bulk Acoustic Wave Resonators - Part I: Concept and Fabrication », in Transactions On Electron Devices, Aug. 2007, Vol. 54, No. 8, pp. 2017-2023
- [56] S. Pourkamali, G. K. Ho and F. Ayazi, « Low-Impedance VHF and UHF Capacitive Silicon Bulk Acoustic-Wave Resonators - Part II: Measurement and Characterization », in Transactions On Electron Devices, Aug. 2007, Vol. 54, No. 8, pp. 2024-2030
- [57] Y. Xie, S.-S. Li, Y.-W. Lin, Z. Ren and C. T.-C. Nguyen, « UHF Micromechanical Extensional Wine-Glass Mode Ring Resonators », in IEDM Technical Digest, Washington, DC, Dec. 8-10, 2003, pp. 953-956
- [58] Y. Xie, S.-S. Li, Y.-W. Lin, Z. Ren and Clark T.-C. Nguyen, « 1.52-GHz Micromechanical Extensional Wine-Glass Mode Ring Resonators », in Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control, Apr. 2008, Vol. 55, No. 4, 890-907
- [59] S.-S. Li, Y.-W. Lin, Y. Xie, Z. Ren and C. T.-C. Nguyen, « Micromechanical Hollow-disk ring resonators », in MEMS Technical Digest, Maastricht, The Netherlands, Jan. 25-29, 2004, pp. 821-824
- [60] J. W. Weigold, A.-C. Wong, C. T.-C. Nguyen and S. W. Pang, « A Merged Process for Thick Single-Crystal Si Resonators and BiCMOS Circuitry », in Journal of MEMS, Sept. 1999, Vol. 8, No. 3, pp. 221-228
- [61] G. K. Fedder, R. T. Howe, T.-J. K. Liu and E. P. Quévy, « Technologies for Cofabricating MEMS and Electronics », in Proceedings of the IEEE, Feb. 2008, Vol. 96, No. 2, pp. 306-322
- [62] J. Teva, G. Abadal, A. Uranga, J. Verd, F. Torres, J. L. Lopez, J. Esteve, F. Pérez-Murano and N. Barniol, « From VHF to UHF CMOS-MEMS monolithically integrated resonators », in MEMS Technical Digest, Tucson, Arizona, Jan. 13-17, 2008, pp. 82-85
- [63] J. Arcamone, M. A. F. Van Den Boogaart, F. Serra-Graells, S. Hansen, J. Brugger, F. Torres, G. Abadal, N. Barniol and F. Pérez-Murano, « Full wafer integration of NEMS on CMOS by nanostencil lithography », in IEDM Technical Digest, San Francisco, California, Dec. 11-13, 2006, pp. 1-4
- [64] G. M. Kim, M. A. F. Van Den Boogaart, J. Brugger, in Microelectronic Engineering, « Fabrication and application of a full wafer size micro/nanostencil for multiple length-scale surface patterning », June 2003, Vol. 67-68, pp. 609-614
- [65] Y.-W. Lin, S.-S. Li, Z. Ren, and C. T.-C. Nguyen, « Vibrating micromechanical resonators with solid dielectric capacitive-transducer ‘gaps’ », in Int. Frequency Control/Precision Time & Time Interval Symposium Technical Digest, Vancouver, Canada, Aug. 29-31, 2005, pp. 128-134
- [66] A. Dec and K. Suyama, « Microwave MEMS-based voltage-controlled oscillators », in Transactions on Microwave Theory and Techniques, Nov. 2000, Vol. 48, No. 11, pp. 1943-1949

-
- [67] V. K. Saraf, D. Ramachandran, A. Oz, G. K. Fedder, and T. Mukherjee, « Low-power LC-VCO using integrated MEMS passives », in RFIC Symposium Technical Digest, Fort Worth, Texas, June 6-8, 2004, pp.579-582
- [68] S.-H. Tseng, Y.-J. Hung, Y.-Z. Juang and M. S.-C. Lu, « A 5.8-GHz VCO with CMOS-compatible MEMS inductors », in Sensors and Actuators A, Dec. 2000, Vol. 139, pp. 187-193
- [69] N. Yoshizawa, I. Yamamoto and Y. Shimada, « Magnetic field sensing by an electrostrictive/magnetostrictive composite resonator », in Transactions on Magnetics, Nov. 2005, Vol. 41, No. 11, pp. 4359-4361
- [70] R. B. Reichenbach, M. Zalalutdinov, K. L. Aubin, R. Rand, B. H. Houston, J. M. Parpia and H. G. Craighead, « Third-order intermodulation in a micromechanical thermal mixer », in Journal of MEMS, Dec. 2005, Vol. 14, No. 6, pp. 1244-1252
- [71] F. Vanhelmont, P. Philippe, A.B.M. Jansman, R.F. Milsom, J.J.M. Ruigrok and A. Oruk, « 4D-3 A 2 GHz Reference Oscillator incorporating a Temperature Compensated BAW Resonator », in Ultrasonics Symposium Technical Digest, Vancouver, Canada, Oct. 2-6, 2006, pp. 333-336
- [72] H. M. Lavasani, R. Abdolvand, and F. Ayazi, « A 500MHz Low Phase-Noise AlN-on-Silicon Reference Oscillator », in Custom Integrated Circuits Conference Technical Digest, San Jose, California, 2007, Sept. 21-24, pp. 599-602
- [73] H. M. Lavasani, R. Abdolvand and F. Ayazi, « Low phase-noise UHF thin-film piezoelectric-on-substrate LBAR oscillators », in MEMS Technical Digest, Tucson, Arizona, Jan. 13-17, 2008, pp. 1012-1015
- [74] « Composants piézo-électriques », Techniques de l'Ingénieur, 1998, E 2205
- [75] « MEMS Oscillators – Global Markets, Technology & Competitors : 2007-2012 Analysis & Forecasts », Dedalus Consulting, 2007
- [76] J. Bouchaud (WTC), B. Knoblich (WTC), H. Tilmans (IMEC), F. Coccetti (LAAS) and A. El-Fatraty (BAE-SEIC), « Applied Research Roadmap for RF micro/nano systems Opportunities », www.amicom.info/ARRRO, 2007
- [77] SiTime, www.sitime.com, Fiches produits sur www.sitime.com/products/products.php
- [78] Discera, www.discera.com, Fiches produits sur www.discera.com/product_datasheets.shtml
- [79] Silicon Clocks, www.siliconclocks.com, Fiche produits sur www.siliconclocks.com/?sec=products&PHPSESSID=d05153a26a25b7f547304fc854f62a09
- [80] « Think small ! », WTC – Wicht Technologie Consulting, Oct. 2006, Vol. 1, No. 4, pp. 1
- [81] S. Lee, M. U. Demirci, and Clark T.-C. Nguyen, « A 10-MHz micromechanical resonator Pierce reference oscillator for communications », in Int. Conf. on Solid State Sensors & Actuators (Transducers'01) Technical Digest, Munich, Germany, June 10-14, 2001, pp. 1094-1097

-
- [82] T. Mattila, J. Kiihamäki, T. Lamminmäki, O. Jaakkola, P. Rantakari, A. Oja, H. Seppä, H. Kattelus and I. Tittonen, « A 12 MHz micromechanical bulk acoustic mode oscillator », in *Sensors and Actuators A*, June 2002, Vol. 101, pp. 1-9
- [83] T. Mattila, O. Jaakkola, J. Kiihamäki, J. Karttunen, T. Lamminmäki, P. Rantakari, A. Oja, H. Seppä, H. Kattelus and I. Tittonen, « 14 MHz micromechanical oscillator », in *Sensors and Actuators A*, Sept. 2001, Vol. 98, pp. 497-502
- [84] V. Kaajakari, T. Mattila, A. Oja, J. Kiihamäki and H. Seppä, « Square-Extensional Mode Single-Crystal Silicon Micromechanical Resonator for Low-Phase-Noise Oscillator Applications », in *Electron Device Letters*, Apr. 2004, Vol. 25, No. 4, pp. 173-175
- [85] Y.-W. Lin, S. Lee, S.-S. Li, Y. Xie, Z. Ren, C. T.-C. Nguyen, « 60-MHz Wine-Glass Micromechanical-Disk Reference Oscillator », San Fransisco, California, Feb. 15-19, 2004, pp. 322-323
- [86] K. Sundaresan, G. K. Ho, S. Pourkamali and F. Ayazi, « A Two-Chip, 4-MHz, Microelectromechanical Reference Oscillator », in *ISCAS Technical Digest*, Kobe, Japan, May 23-26, 2005, pp. 5461-5464
- [87] V. Kaajakari, P. Rantakari, J. K. Koskinen, T. Mattila, J. Kiihamäki, M. Koskenvuori, I. Tittonen and A. Oja, « Low Noise Silicon Micromechanical Bulk Acoustic Wave Oscillator », in *Ultrasonics Symposium*, Rotterdam, The Netherlands, Sept. 18-21, 2005, pp. 1299-1302
- [88] Y.-W. Lin, S.-S. Li, Z. Ren, and C. T.-C. Nguyen, « Low phase noise array-composite micromechanical wine-glass disk oscillator », in *IEDM Technical Digest*, Washington, DC, Dec. 5-7, 2005, pp. 287-290
- [89] G. K. Ho, K. Sundaresan, S. Pourkamali and F. Ayazi, « Temperature Compensated IBAR Reference Oscillators », in *MEMS Technical Digest*, Istanbul, Turkey, Jan. 22-26, 2006, pp. 910-913
- [90] W.-L. Huang, Z. Ren, Y.-W. Lin, H.-Y. Chen, J. Lahann and C. T.-C. Nguyen, « Fully monolithic CMOS nickel micromechanical resonator oscillator », in *MEMS Technical Digest*, Tucson, Arizona, Jan. 13-17, 2008, pp. 10-13
- [91] S. Monfray, T. Skotnicki, Y. Morand, S. Descombes, M. Paoli, P. Ribot, A. Talbot, D. Dutartre, F. Leverd, Y. Lefriec, R. Pantel, M. Haond, D. Renaud, M. -E. Nier, C. Vizios and D. Louis, « First 80 nm SON (Silicon-On-Nothing) MOSFETs with perfect morphology and high electrical performance », in *IEDM Technical Digest*, Dec. 2-5, 2001, Washington, DC, pp. 29.7.1-29.7.4
- [92] S. Monfray, « Conception et caractérisation de dispositifs CMOS en technologie SON », Thèse, Nov. 2003, Université de Provence
- [93] V. Kaajakari, T. Mattila, A. Oja and H. Seppä, « Nonlinear Limits for Single-Crystal Silicon Microresonators », in *Journal of MEMS*, Oct. 2004, Vol. 13, No. 5, pp. 715-724
- [94] M. Bucher, F. Théodoloz and F. Krummenacher, « The EKV MOSFET Model for Circuit Simulation », in *Electronics Laboratories (LEG)*, Oct. 1998, Swiss Federal Institute of Technology, Lausanne (EPFL), Switzerland

-
- [95] M. Bucher, C. Lallement, C. Enz, F. Théodoloz and F. Krummenacher, « The EPFL-EKV MOSFET Model Equations for Simulation », in Electronics Laboratories (LEG), July 1998, Swiss Federal Institute of Technology Lausanne (EPFL), Switzerland
- [96] J. -M. Sallese, M. Bucher, F. Krummenacher and P. Fazan, « Inversion charge linearization in MOSFET modeling and rigorous derivation of the EKV compact model », in Solid-State Electronics, 2003, Vol. 47, pp. 677-683
- [97] Y. S. Chauhan, F. Krummenacher, R. Gillon, B. Bakeroot, M. J. Declercq and A. M. Ionescu, « Compact Modeling of Lateral Nonuniform Doping in High-Voltage MOSFETs », in Transactions on Electron Devices, June 2007, Vol. 54, No. 6, pp. 1527-1589
- [98] A. M. Ionescu¹, V. Pott, R. Fritschi, K. Banerjee, M. J. Declercq, P. Renaud, C. Hibert, P. Fluckiger and G. A. Racine, « Modeling and Design of a Low-Voltage SOI Suspended-Gate MOSFET (SG-MOSFET) with a Metal-Over-Gate Architecture », in ISQED Technical Digest, San Jose, California, March 18-21, 2002, pp. 496-501
- [99] Y. S. Chauhan, D. Tsamados, N. Abelé, C. Eggimann and A. M. Ionescu, « Compact Modeling of Suspended Gate FET », in VLSID Technical Digest, Hyderabad, India, Jan. 4-8, 2008, pp. 119-124
- [100] T. Skotnicki, G. Merckel & C. Denat, "A Model For Analog Simulation Of Subthreshold, Saturation And Weak Avalanche Regions In MOSFETs", in International Workshop on VLSI Process and Device Modeling Technical Digest, Nara, Japan, May 14-15, 1993, pp. 146-147
- [101] T. Skotnicki, C. Denat, P. Senn, G. Merckel & B. Hennion, "A new analog/digital CAD model for sub-halfmicron MOSFETs", in IEDM Technical Digest, San Fransisco, California, Dec. 11-14, 1994, pp. 165-168
- [102] N. Loubet, « Epitaxie et Gravure du Silicium et des alliages de Si1-xGex pour composants MOS avancés », Thèse, Dec. 2006, Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse
- [103] X. -D. Wang et al, "2D ultrashallow junction characterization of MOSFET with strained silicon", Proceedings of the Seventh International Workshop on the Fabrication, Characterization, and Modeling of ultra-shallow Doping profiles in Semiconductors", in Jounal of Vacuum Science & Technology, 2004, No. B22 (1), pp. 373-376
- [104] S. Borel, C. Arvet, J. Bilde, V. Caubet and D. Louis, "Control of Selectivity between SiGe and Si in Isotropic Etching Processes", in Jpn. J. Appl. Phys., 2004, Vol. 43, pp. 3964-3966
- [105] S. Borel, V. Caubet, J. Bilde, A. Cherif, C. Arvet, C. Vizioz, J. M. Hartmann, G. Rabillé and T. Billon, "Isotropic Etching of Si1-xGex Buried Layers Selectively to Si for the Realization of Advanced Devices", in ECS trans., 2006, Vol. 3, No. 7, pp. 627

-
- [106] M. Dardalhon, F. Pressecq, P. Nouet, L. Latorre and C. Oudea, « Evaluation of Process Reliability with Micromechanical Test Structures », in 4th round table on Micro/Nano Technologies for Space ESTEC Technical Digest, Noordwijk, The Netherlands, May 20-22, 2003
- [107] D. Molinero, N. Abelé, L. Castañer and A.M. Ionescu, « Oxide charging and memory effects in Suspended-Gate FET », in MEMS Technical Digest, Tucson, Arizona, Jan. 13-17, 2008, pp. 685-688
- [108] J. R. Clark, W.-T. Hsu, and C. T.-C. Nguyen, « Measurement techniques for capacitively-transduced VHF-to-UHF micromechanical resonators », in the International Conference on Solid-State Sensors & Actuators (Transducers) Technical Digest, Munich, Germany, June, 10-14, 2001, pp. 1118-1121
(Transducers'01), Munich, Germany, June 10-14, 2001, pp. 1118-1121.
- [109] J. Gaspar, V. Chu and J. P. Conde, « High-Q thin-film silicon resonators processed at temperatures below 110/spl deg/C on glass and plastic substrates », in MEMS Technical Digest, Maastricht, The Netherlands, Jan. 25-29, 2004, pp. 633-636
- [110] N. Abelé, « Design and Fabrication of Suspended-Gate MOSFETs for MEMS Resonator, Switch and Memory applications », Thèse, EPFL, Lausanne, Suisse, June 2007, No. 3838